

Berichte aus dem Institut für Meereskunde
an der Christian-Albrechts-Universität Kiel

Nr. 105

1982

Zur Bestimmung der Schubspannung am Meeresboden
aus der mittleren Strömung

On the determination of the oceanic bottom shear stress
by the profile method

DOI 10.3289 / IFM_BER_105

von

Ursula Schauer

Zusammenfassung

Mit einem verankerbaren, selbstregistrierenden Meßsystem wurden in zwei hydrographisch unterschiedlichen Flachwassergebieten Zeitreihen des mittleren Strömungsprofils bis in 3 m Bodenabstand aufgenommen.

Über die logarithmische Profilmethode wurde die Schubspannung ermittelt. Im Gegensatz zur häufig als ausreichend erachteten Überprüfung der einzelnen Profile ergaben statistische Abschätzungen, die auf der Gesamtheit der Meßdaten beruhen, eine Abweichung vom logarithmischen Profil.

Überdies wiesen die hohen Werte und die Variabilität der Rauigkeitslänge z_0 und eine zunehmende konkave Verformung des Profils bei hohen Stromgeschwindigkeiten auf eine mangelnde Übereinstimmung der Meßergebnisse mit dem Prandtlschen Wandgesetz hin. Dazu wurden verschiedene Einflußfaktoren wie Instationarität der Strömung, Unebenheit des Bodens und geschichtete Suspension untersucht. Insbesondere unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Hydrographie und Morphologie der beiden Meßgebiete konnte nur der Suspension ein Einfluß zugewiesen werden, der einen Teil der beobachteten Verformung erklären konnte.

Erst eine bereits für atmosphärische Strömungen gefundene Modifizierung des Prandtlschen Mischungswegansatzes auch bei ungeschichteter, stationärer Strömung lieferten eine Erklärung für die hohen Rauigkeitslängen und ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

Berechnet man die Schubspannung nach der Profilmethode, so ergeben sich Werte, die etwa um einen Faktor 4 zu hoch liegen.

Abstract

Time series of mean current profiles within 3 m from the bottom were measured in two different hydrographic regions using a moored self-recording measuring device.

The shear stress is calculated by the profile method. Tests of the significance of the logarithmic fit are usually carried out for single profiles yielding reasonable results. However, a statistical investigation of the whole data set shows a deviation from the logarithmic profile.

Moreover, the high values and the variability of the roughness length z_0 together with a concave profile deformation which increases with velocity indicate differences between observational data and the Prandtl theory. Several factors influencing the shape of the profile like instationarity, bottom forms and stratified suspension are discussed. Considering the hydrography and morphology of the two sites it is concluded that only the influence of suspension may lead to part of the observed profile deformation.

The large roughness lengths and their relation to velocity can be explained by a modification of Prandtl's mixing length approach which is valid even for stationary unstratified flow as was shown before in atmospheric fields.

Using the profile method overestimates the bottom shear stress up to a factor of 4.

Inhaltsverzeichnis

1. <u>Einleitung</u>	1
1.1 Die Bodengrenzschicht	1
1.2 Bisherige experimentelle Untersuchungen der ozeanischen Bodengrenzschicht	5
1.3 Rahmen und Zielsetzung	7
2. <u>Regionale Fragestellung zu den Bodenströmungen in der Kieler Bucht</u>	9
2.1 Sedimentformen der Kieler Bucht	9
2.2 Hydrographie der Beltsee	10
3. <u>Die Profilmeßanlage</u>	12
3.1 Meßprinzip, Ausstattung und Aufbau	12
3.2 Sensoren	14
3.3 Kalibrierung	15
3.3.1 Einfluß des Gestells auf die Rotoren	15
3.3.2 Richtungsanzeige	18
3.3.3 Thermistoren und Leitfähigkeitszellen	20
4. <u>Meßprogramme</u>	23
4.1 Vejsnäsrinne (BRINKIB)	23
4.2 Jade (TUBORG IV)	25
5. <u>Beschreibung der Daten</u>	28
5.1 Vejsnäsrinne (BRINKIB)	28
5.2 Jade (TUBORG IV)	30
5.3 In-situ-Kalibrierung für die Dichtebestimmung	32
5.4 Abschätzung des Einflusses der Erdrotation	32

6. <u>Ergebnisse aus der Profilmethode</u>	34
6.1 Logarithmische Anpassung der Profile	34
6.2 Kritische Einschätzung der berechneten Parameter	35
6.3 Signifikanztest unter Berücksichtigung aller Profile	37
6.4 Wahl des Mittelungsintervalls	39
6.5 Der Korrelationskoeffizient in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit	41
6.6 Schubspannungsgeschwindigkeit und Rauigkeitslänge in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit	43
6.7 Rauigkeitslänge in anderen ozeanischen Grenzschichtmessungen	45
6.8 Abhängigkeit der Parameter von der betrachteten Profilhöhe	49
6.9 Vergleich der Messungen von Profilmessanlage (PMA) und Turbulenzmessanlage (TMA) während TUBORG IV	53
7. <u>Einflüsse verschiedener Faktoren auf das Geschwindigkeitsprofil</u>	56
7.1 Instationäre Strömung	56
7.2 Unebenheit des Bodens	60
7.3 Einfluß von stabil geschichtetem Suspensionsgehalt	64
7.4 Suspension kohäsiver Sedimente	68
8. <u>Modifizierung des Prandtlschen Mischungswegansatzes</u>	70
9. <u>Schubspannungsgeschwindigkeit für hydrodynamisch glatte Strömung in der Vejsnäsrinne</u>	74
10. <u>Schubspannungsverteilung in der Vejsnäsrinne</u>	76
11. <u>Zusammenfassung</u>	79

Literaturverzeichnis

Danksagung

Contents

1. <u>Introduction</u>	1
1.1 The bottom boundary layer	1
1.2 Earlier experimental investigations of oceanic bottom boundary layers	5
1.3 Objectives	7
2. <u>Regional aspects of bottom currents in Kiel Bight</u>	9
2.1 Sediment structure in Kiel Bight	9
2.2 Hydrography of the Belt Sea	10
3. <u>The Profil Measuring Device (PMA)</u>	12
3.1 Measuring principles, equipment and mechanical construction	12
3.2 Sensors	14
3.3 Calibration	15
3.3.1 Influence of the frame on the velocity reading	15
3.3.2 Direction reading	18
3.3.3 Thermistors and conductivity cells	20
4. <u>Measuring programs</u>	23
4.1 Vejsnäs Channel (BRINKIB)	23
4.2 Jade estuary (TUBORG IV)	25
5. <u>Description of the data</u>	28
5.1 Vejsnäs Channel (BRINKIB)	28
5.2 Jade (TUBORG IV)	30
5.3 In-situ-calibration of the density	32
5.4 Estimation of Coriolis force influence	32

6.	<u>Results from the profile method</u>	34
6.1	Logarithmic fit	34
6.2	Critical remarks on the estimated parameters	35
6.3	Significance test based on the whole data set	37
6.4	The length of the averaging interval	39
6.5	Dependence of the correlation coefficient on velocity	41
6.6	Dependence of the shear velocity and roughness length on velocity	43
6.7	Roughness length values in other oceanic bottom boundary layer measurements	45
6.8	Dependence of the parameters on profile height	49
6.9	Comparison between measurements of the Profile Measuring Device (PMA) and the Turbulence Measuring Device (TMA)	53
7.	<u>The influence of several factors on the velocity profile</u>	
7.1	Instationary flow	56
7.2	Bottom forms	60
7.3	Stable stratified suspension	64
7.4	Suspension of cohesive sediments	68
8.	<u>Modification of Prandtl's mixing length approach</u>	70
9.	<u>Shear velocity under smooth flow conditions in the Vejsnäs Channel</u>	74
10.	<u>The distribution of shear velocity in the Vejsnäs Channel</u>	76
11.	<u>Summary</u>	79

References

Acknowledgements

1. Einleitung

1.1 Die Bodengrenzschicht

Nach einem ursprünglich mehr ingenieurmäßigen Interesse an der Struktur von strömenden Medien entlang einer festen Wand sind die Untersuchungen erst in der atmosphärischen und dann auch in der ozeanischen Bodengrenzschicht in den letzten 20 Jahren stark intensiviert worden.

Probleme des Küstenschutzes, des sicheren Betriebes von Offshoreanlagen und der Auswirkungen von Nutzung des Meeresbodens als Lagerstätte von Zivilisationsmüll verschiedenster Art (eine der ersten ozeanographischen Arbeiten auf dem Gebiet war von der U.S. Atomic Energy Commission finanziert (Sternberg, 1966)) lieferten die Motivation, sich verstärkt den physikalischen Vorgängen am Meeresboden zu widmen.

Ozeanischen Bewegungsvorgängen wird ihre Energie praktisch ausschließlich durch Impulsübertragung an den Meeresboden entzogen. Für die Modellierung der Bewegungsvorgänge ist daher eine genaue Kenntnis dieses Mechanismus nötig.

Aber auch in den ozeanographischen Nachbardisziplinen wie der marinen Biologie und Geologie nahm das Interesse an der physikalischen Erkundung dieser für beide Forschungszweige so wichtigen Grenzfläche zu. So spielt für die Benthosbiologie die Frage eine wesentliche Rolle, wie der physikalische Anteil des Nährstofftransports vom Boden in die Wassersäule aussieht. Die Geologen möchten aus Zusammensetzung und Aufbau des Sediments Rückschlüsse ziehen auf die hydrographischen Bedingungen seiner Entstehung. Dazu müssen sie wissen, wie die heute vorgefundenen Oberflächenformen die herrschenden Strömungsverhältnisse dokumentieren.

Nicht zuletzt hat die intensive Weiterentwicklung der instrumentellen Möglichkeiten dieses besonders im offenen Ozean schwer zugängliche Gebiet für die direkte Beobachtung überhaupt erst geöffnet. Sie hat dazu geführt, daß die Laborerkenntnisse aus Rohren und Strömungskanälen auf den Ozeanboden übertragen und

ihre Anwendbarkeit dort überprüft werden konnten. Dabei spielen besonders die Entwicklung zeitlich hochauflösender und räumlich kleiner Sensoren und die entsprechende Datenerfassung für die Messung der turbulenten Geschwindigkeit eine Rolle sowie die Entwicklung verankerbarer, selbstregistrierender Meßsysteme, die über längere Zeit und unabhängig von der dauernden Gegenwart eines Schiffes einsetzbar sind.

Die Schubspannung τ , die Kraft, die von der Strömung auf die Einheitsoberfläche ausgeübt wird, ist die Größe, die am Boden im Zusammenhang mit Erosion und Sedimenttransport neben der mittleren Geschwindigkeit am meisten interessiert.

Für turbulente Scherströmungen formulierten Prandtl mit seiner Mischungswegtheorie und unabhängig von ihm auf dimensionsanalytischem Wege v. Kármán eine Parametrisierung des turbulenten Impulsaustausches $\rho \overline{u_i' u_j'}$ (Schlichting, 1965, S.540 ff.). Die gestrichenen Größen sind die fluktuativen Anteile der Geschwindigkeitskomponenten $u_i = \overline{u_i} + u_i'$ und u_j . Dies führte für Bodengrenzschichten zu der bekannten Beziehung zwischen Schubspannung τ_0 am Boden und der Vertikalverteilung der mittleren Horizontalgeschwindigkeit U :

$$\tau_0 = \rho u_*^2 = \rho z \kappa u_* \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1)$$

Dabei ist z der Wandabstand, ρ die Dichte des strömenden Mediums, u_* die sogenannte Schubspannungsgeschwindigkeit und κ eine universelle Konstante, die Kármán-Konstante genannt wird.

Die Gültigkeit von Gleichung (1) für stationäre, zweidimensionale, homogene Strömungen wurde in zahlreichen Labormessungen bestätigt und die Konstante zu $\kappa = 0.4$ bestimmt.

Auch in geophysikalischen Grenzschichten wurde die logarithmische Geschwindigkeitszunahme gemessen, die sich aus der Integration von Gleichung (1) ergibt,

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad z_0: \text{Rauigkeitslänge} \quad (2)$$

wobei zumindest in der Atmosphäre für κ oft Werte um 0.35 gefunden

wurden (Businger, 1973).

Die Schubspannung nimmt mit wachsendem Bodenabstand ab, im unteren Bereich der logarithmischen Schicht ist diese Änderung jedoch gering; der Bereich wird daher auch als "constant stress layer" bezeichnet.

Der Rauigkeitsparameter z_0 ergibt sich bei der Integration als eine Art virtueller Nullpunkt für das logarithmische Geschwindigkeitsprofil. Wiederum aus dimensionsanalytischen Gesichtspunkten und bestätigt durch Labormessungen (Nikuradse, s. Schlichting, 1965) ergibt sich eine Abhängigkeit für z_0 von der Rauigkeit der Grenzfläche (eigentlich von der Korngrößen-Reynoldszahl $Re_d = \frac{u_* d}{\nu}$ mit d als charakteristischer Höhe der Rauigkeitselemente und ν als molekularer Zähigkeit). Für $Re_d < 5$ spricht man vom hydrodynamisch glatten Fall, in dem

$$z_0 \approx 0.1 \cdot \nu / u_* \quad (3)$$

unabhängig von der Höhe der Rauigkeitselemente ist, und für $Re_d > 70$ spricht man vom hydrodynamisch rauhen Fall mit $z_0 = d/30$. Für den rauhen Fall ist z_0 also unabhängig von der Strömung und für einen festen Ort konstant, solange sich die Beschaffenheit des Bodens nicht wesentlich ändert.

Da die ozeanischen und atmosphärischen Grenzschichtströmungen in aller Regel turbulent sind, gibt es damit zur Erfassung der Schubspannung im wesentlichen drei Meßmethoden:

1. Die direkte Messung des Reynoldsstress, also des turbulenten Impulsflusses vom Boden - $\overline{g' u' w'}$, wobei u' und w' die turbulenten Anteile von horizontaler und vertikaler Geschwindigkeitskomponente sind.
2. Die Profilmethode, bei der aus dem Profil der mittleren Horizontalgeschwindigkeit die Schubspannung entsprechend Gleichung (2) ermittelt wird.
3. Wenn die Bodenbeschaffenheit bekannt ist, kann z_0 entsprechend den Kriterien für glatte oder raue Strömung bestimmt und damit u_* aus der Strömungsmessung in einer Tiefe ermittelt werden.

Darauf basiert auch der sogenannte quadratische Schubspannungsansatz $\tau = c_D(z) \cdot U(z)^2 \cdot \rho$, (4)

bei dem allerdings strenggenommen $c_D(z)$ und damit z_0 konstant bezüglich U sein müssen, d.h., daß der rauhe Fall vorliegen muß. c_D wird als Schubspannungskoeffizient bezeichnet.

Die Auswahl des Meßprinzips wird sich dabei nach den jeweiligen Fragestellungen und Möglichkeiten richten, die unterschiedlichen Vor- und Nachteile liegen auf der Hand:

Die Turbulenzmessungen gestatten je nach Auflösung eine direkte Messung der physikalischen Vorgänge, haben aber logistische Nachteile wie den größeren Umfang der anfallenden Daten, größere mechanische Empfindlichkeit der Sensoren gegen Verschmutzung und andere Einflüsse, hohe Richtungsabhängigkeit etc. All dies bedeutet in der Regel einen größeren Aufwand für die Wartung des Meßsystems während des Betriebes, on-line-Betrieb vom Schiff aus und eine Einschränkung der Meßdauer.

Die Benutzung des mittleren Geschwindigkeitsprofils setzt die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes (Gleichung (2)) voraus und ermöglichen keine Kontrolle der Kármán-Konstanten κ bzw. der Einflüsse auf das logarithmische Profil durch Dichteschichtung, Suspension, Instationarität u.a.. Für diese liegen noch keineswegs abgesicherte allgemeingültige quantitative Angaben über die Auswirkungen vor (etwa für die Konstante α bei der Monin & Obukhov-Theorie (stabile Schichtung) oder γ bei dem Instationaritätsmodell von Soulsby & Dyer(1981)). Die Vorteile sind jedoch eine meist einfachere Handhabung der Geräte, robustere, richtungsunabhängige Sensoren (Rotoren) und damit die Möglichkeit, die Geräte zu verankern, und oftmals eine längere mögliche Meßdauer. Nicht zuletzt sind die verwendbaren Sensoren und Erfassungssysteme wesentlich billiger.

Die noch weitergehende Vereinfachung der Messung in einem Punkt bei der quadratischen Methode setzt zusätzlich die Kenntnis der Bodenrauigkeit voraus und ist dafür aber sicher am wenigsten aufwendig.

1.2 Bisherige experimentelle Untersuchungen der ozeanischen Bodengrenzschicht

Zu allen drei Meßmethoden liegt eine Anzahl Messungen in den verschiedensten Meeresgebieten und damit Tiefenbereichen vor; am Beispiel von einigen sei der Fortgang der Untersuchungen kurz umrissen.

Nach vereinzelt ersten Untersuchungen waren es Bowden et al. (1956, 1963), die als erste mit elektromagnetischen Strömungsmessern umfangreiche Turbulenzmessungen in den bodennahen Schichten einer Gezeitenströmung machten (Irische See).

Wimbush & Munk (1968) benutzten die eigens für die Tiefsee entwickelte Snodgrass-Kapsel in 4000m Tiefe und registrierten mit indirekt erhitzten Thermistoren zum Teil mittlere Strömungen, zum Teil Fluktuationen bis zu einer Auflösung von 8s und gaben damit erste Vorstellungen von der Größenordnung der Schubspannung am Boden der Tiefsee ($u_* \approx 0.1 \text{ cm/s}$).

In den siebziger Jahren gelang es, durch die Entwicklung zeitlich und räumlich besser auflösender Sensoren und entsprechender Datenerfassung, die Details der Turbulenzstruktur am Boden besser zu charakterisieren. Gordon & Dohne (1973) und Heathershaw (1974) benutzten profilierende Meßsysteme mit jeweils nur einem Sensor (Impeller bzw. elektromagnetischer Strömungsmesser). Sie machten auf den stark intermittierenden Charakter der Turbulenz am Boden aufmerksam und stellten fest, daß der Hauptanteil des Reynoldsstress durch sogenannte "Ausbrüche" (engl. bursts) gebildet wird. Smith & McLean (1977) untersuchten mit einer Anordnung von Impellertriplets die Schubspannung über Sanddünen im Columbia River und stellten dabei eine Verformung der mittleren Strömungs- und Reynoldsstressprofile durch die großskaligen Bodenformen fest, die sie auf das Zusammenwirken von Sohlreibung (engl. scinfriction) und Formwiderstand zurückführten. Die zeitliche Auflösung bei all diesen Messungen lag bei 0.5Hz bis 5Hz.

Messungen des mittleren Strömungsprofils wurden dagegen häufig im Zusammenhang mit der Beschaffenheit der Sedimentoberfläche und Abschätzungen von Umlagerung und Suspension des Sediments unternommen. In den sechziger Jahren untersuchte Sternberg (1966,

1968) mit einem Meßsystem mit Savoniusrotoren das mittlere Horizontalgeschwindigkeitsprofil in verschiedenen Gezeitengebieten und beobachtete gleichzeitig die Sedimentoberfläche und eventuelle Suspensionsvorgänge mittels Stereophotographien und einem Unterwasserfernsehsystem. Weatherly (1972) benutzte die Profilmethode, um u.a. Schubspannungen in der Straße von Florida mit kritischen Erosionswerten aus der Literatur zu vergleichen, ebenso Weatherly & Wimbush (1980), um die Entstehung bestimmter muldenförmiger Bodenformen in der Tiefsee zu analysieren. Beide Male wurde eine Meßkette mit 6 Savoniusrotoren in den untersten 4m und weiteren Strömungsmessern bis in 30m Bodenabstand ausgelegt. 1980 wurde gleichzeitig eine Bodenkamera zur kontinuierlichen Beobachtung der Sedimentoberfläche eingesetzt.

Wimbush & Lesht (1979) benutzten für Untersuchungen von kritischen Parametern für Rippelwanderung am Boden der Floridastraße über 6 Wochen die Messungen von vektormittelnden Strömungsmessern in 0.8m und 3m Bodenabstand und Zeitserien von Bodenphotographien.

Lesht (1979) untersuchte Schubspannungs- und Erosionsverteilung anhand von kombinierten Trübungs- und Profilmessungen in der flachen New Yorker Bucht. Indem er sich auf die von Gordon & Witting (1977) beschriebene starke Variabilität des Reynoldsstress bezieht, wählt er sehr kurze Mittelungsintervalle für die Geschwindigkeitsintervalle (30s), um die Schubspannungsspitzen mit dem Auftreten von Erosion in Verbindung zu bringen.

Weitere Meßprinzipien, die zur Erfassung der turbulenten Strukturen in der Bodengrenzschicht verwendet werden, sind akustische Strömungsmesser (Mitführungsprinzip) (Williams & Tochko, 1977), Hitzdrahtanemometer, die aufgrund ihrer geringen räumlichen Abmessungen sehr dicht am Boden eingesetzt werden können (Gust, 1975, 1981) und neuerdings auch Laser-Doppler-Anemometer (Agrawal & Terry, 1981). Letztere dürften mit 1mm und 30Hz die derzeit höchste räumliche und zeitliche Auflösung für Feldmessungen bieten. Alle drei Meßprinzipien werden bei dem amerikanischen Projekt HEBBLE (High Energy Bottom Boundary Layer Experiments) in Tiefen von mehreren Kilometern eingesetzt.

Sowohl Vergleiche der Schubspannungswerte aus der Profilmethode mit Reynoldsstressmessungen, als auch theoretische Überlegungen

führten zu dem Schluß, daß zahlreiche Einflußfaktoren wie Suspension von bindigen und nichtbindigen Sedimenten (Gust, 1975; Raudkivi, 1967), stabile Schichtung (Monin & Yaglom, 1971), großskalige Bodenformen (Smith & McLean, 1977) und Instationarität (Soulsby & Dyer, 1981) eine Modifizierung von Gl. (2) verlangen; häufig ist dabei das Profil abweichend vom logarithmischen konkav verformt.

1.3 Rahmen und Zielsetzung

In dieser Arbeit wird über Messungen des mittleren Strömungsprofils am Boden einer Schlickrinne in der Kieler Bucht berichtet, denen zum Vergleich Messungen in einem sandbedeckten Gezeitengebiet gegenübergestellt werden. Anhand dieser Daten wird überprüft, inwieweit die Profilmethode nach Gl. (2) anwendbar ist, um die tatsächlich am Boden wirksame Reibung zu bestimmen, die die Umlagerung von Sediment bewirkt.

Zunächst wird nach statistischen Gesichtspunkten geprüft, mit welcher Sicherheit die Profile das logarithmische Wandgesetz erfüllen.

Anschließend werden die Profile auf ihre physikalische Übereinstimmung mit der klassischen Prandtltheorie hin untersucht. Die auftretenden Divergenzen bezüglich der Abhängigkeit der Rauheitslänge und der Schubspannung von der Geschwindigkeit und der Höhe des betrachteten Profils werden mit den experimentellen Ergebnissen anderer Autoren in der ozeanischen Grenzschicht verglichen. Der mögliche Einfluß von Instationarität, Unebenheit des Bodens und Suspensionsgehalt auf das Profil wird überprüft. Dabei kann die Tatsache, daß gleichartige Abweichungen vom Prandtlschen Wandgesetz in beiden Meßgebieten zu finden sind, als Prüfstein benutzt werden, inwieweit Abweichungen nicht den nur an einem Ort vorherrschenden Einflußfaktoren zugeordnet werden dürfen.

Darüber hinaus wird untersucht, ob die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes auch für neutrale, stationäre Strömung über ebenem Boden bei der Übertragung aus Kanalströmungen auf geophy-

sikalische Grenzflächen eingeschränkt wird und ob dies die auftretenden Abweichungen erklären kann.

Anhand der vorgefundenen Sedimentverteilung in der Kieler Bucht wird gezeigt, daß die Einschränkungen der Anwendbarkeit der Profilmethode zu erheblichen Überschätzungen der wahren Schubspannung am Boden führen können.

2. Regionale Fragestellung zu den Bodenströmungen in der Kieler Bucht

Als Verbindung zwischen Kattegat und Ostsee sind die Kieler Bucht und die Belte seit langem Gegenstand geologischer und hydrographischer Untersuchungen (Pratje, 1948; Wattenberg, 1949; Dietrich, 1951). In der letzten Dekade haben Arbeitsgruppen des Sonderforschungsbereichs 95 "Wechselwirkung Meer-Meeresboden" zahlreiche Messungen in diesem Gebiet durchgeführt, die unter anderem die Frage nach dem Zusammenhang der hydrographischen Bedingungen mit den vorgefundenen Sedimentformen beinhaltete.

2.1 Sedimentformen der Kieler Bucht

Die Morphologie der Kieler Bucht als Teil des flachen Übergangsgebietes zwischen Nord- und Ostsee ist geprägt durch die Grund- und Endmoränen der letzten Eiszeit, die seit der Transgression des Litorinameeres den marinen Sedimentations- und Erosionsvorgängen ausgesetzt sind. Kartierungen und sedimentologische Bilanzierungen zeigen, daß die flacheren Gebiete ($\leq 20\text{m}$) der Kieler Bucht nahezu frei von Sedimentation sind, daß aber auch die tieferen Rinnen im nördlichen Teil bis auf Ausnahmen nur relativ dünne Schlickschichten aufweisen (Seibold et al., 1971). Longitudinale und transversale Bodenformen wie Sandbänder, Kometenmarken, Rippeln und Sandwellen gerade in der Umgebung der tieferen Rinnen deuten auf das Auftreten hoher Stromgeschwindigkeiten am Boden hin, die zu Erosion und Umlagerung der Sedimentoberfläche führen (Abb. 1) (Werner et al., 1980).

Nach Seibold et al. (1971) sind die flacheren Gebiete der Kieler Bucht hauptsächlich mit Sandfraktionen von $d > 40\mu\text{m}$ bedeckt, deren mittlere Korngröße mit der Tiefe abnimmt. Tiefere Gebiete haben wie typische Sedimentationsgebiete einen höheren Schlickanteil, so auch die Vejsnäsrinne. Nach Kernuntersuchungen aus dem westlichen Teil der Rinne erfolgte die Verfüllung dort von Süden nach Norden mit unterschiedlichen Sedimentationsraten, so daß ein Schnitt durch die heutige Rinne eine dicke Schlickauflage am Südhang aufweist und in der Rinnensohle und am Nordhang die Schlickauflage dünner bzw. gar nicht vorhanden ist (Abb. 2, Erlenkeuser

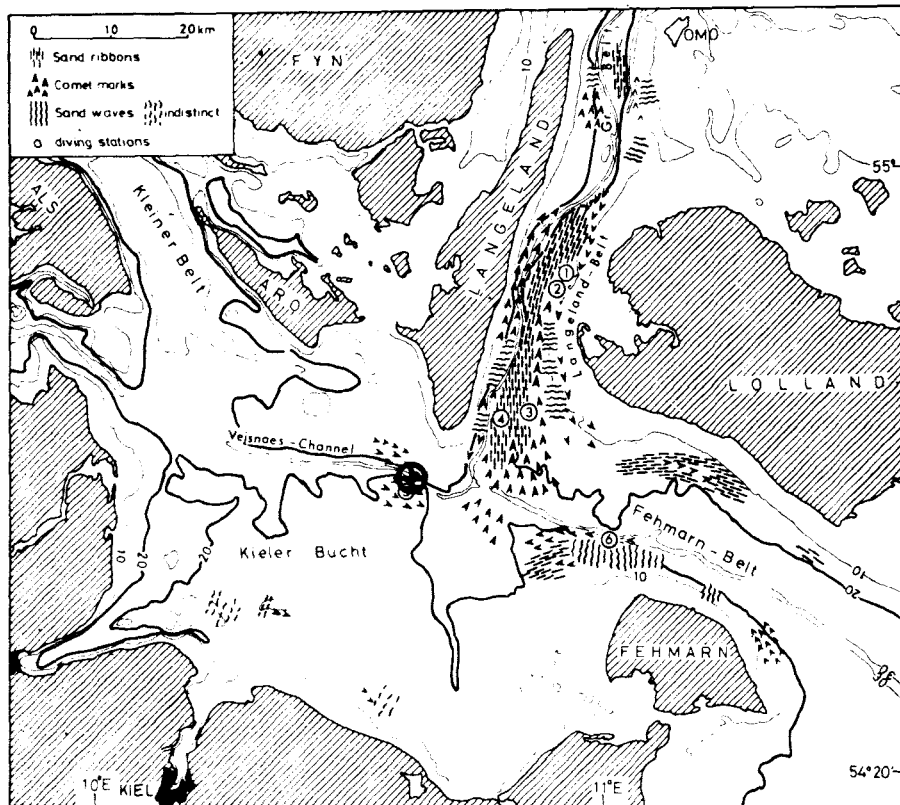


Abb. 1: Verteilung von strömungsgeprägten Bodenformen in der Kieler Bucht (aus Werner et al., 1980)

⊕ Position der PMA-Messungen

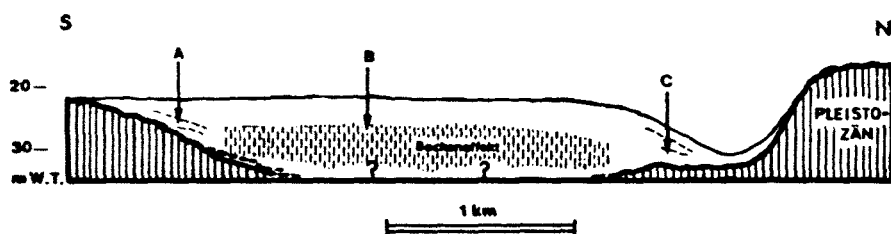


Abb. 2: Schlickfüllung der Vejsnäsrinne (gerastert);
A, B und C Kernpositionen; gestrichelt: Lage akustischer Reflektoren im Schlick. (aus Erlenkeuser & Werner, 1976)

& Werner, 1976). Ein Profil von Stechkastenproben bis ca. 40 cm Tiefe bestätigt dieses Schema auch für den weiter östlich liegenden Abschnitt der Rinne, in dem die hier beschriebenen Strömungsmessungen durchgeführt wurden. C^{14} -Datierungen und im rezenten Teil der Schlickdecke zunehmender Anteil gröberer Kornfraktionen weisen darauf hin, daß die Sedimentationsrate in den letzten 3000 Jahren auf Minimalwerte abgesunken ist. Dieser Befund legt die Frage nahe, ob Sedimentation und Erosion durch die herrschenden Bodenströmungen in dem nunmehr verengten Rinnenquerschnitt über geologische Zeiträume gesehen in einem Gleichgewicht stehen.

2.2 Hydrographie der Beltsee

Die Hydrographie der Beltsee (= Kieler Bucht + Lübecker Bucht + Belte) ist bestimmt durch den Wasseraustausch zwischen Kattegat und Ostsee. Das Stromsystem wird im wesentlichen durch atmosphärische Vorgänge gesteuert (Dietrich, 1951; Kändler, 1951; Wittstock, 1982); Gezeitenströme haben aufgrund des vor dem Skagerrak liegenden Knotens einer Amphidromie nur noch einen modifizierenden Einfluß. Dietrich (1951) erarbeitete ausführlich die Abhängigkeit der Oberflächenströmung von verschiedenen Wetterlagen, wobei im Großen Belt eine Einstromsituation bei Westwind und eine Ausstromsituation bei Ostwind charakteristisch sind, die beide durch die Ausbildung eines Gefällstroms zustandekommen.

Das salzreiche Kattegatwasser, das vorwiegend am Boden in die Ostsee einströmt, verzweigt sich am Südausgang des Großen Belt der Topographie folgend nach Osten in den Fehmarnbelt und weiter in die mittlere Ostsee und nach Westen in die Vejsnäsrinne. Hier breitet sich besonders bei starken Einschüben das schwere Bodenwasser unterhalb einer scharfen Dichtesprungschicht zum Teil unabhängig von Strömungsstärke und -richtung des Wassers über dem oberen Teil des Rinnenhangs aus (Zenk et al., 1979).

Nachdem also die Strömung auch am Rinnenboden durch atmosphärische Abläufe bedingt unregelmäßig und in langen Zeitskalen variiert, ist zu erwarten, daß insbesondere starke Strömungen,

die nach überschlägigen Rechnungen zu Erosion führen könnten, nur selten auftreten, aber immerhin häufig genug, um die Rinnenform zu erhalten. Die Frage nach der Häufigkeit solcher Strömungen kann nur durch langfristige Beobachtungen beantwortet werden. Um die statistische Verteilung der bodennahen Strömung zu erhalten, wurden im Rahmen des SFB 95 über zweieinhalb Jahre hinweg Strömungsmessungen vor allem in den unteren 10m über dem Boden durchgeführt (Hatje, 1976; Hatje, 1977; Wittstock et al., 1978). Extreme Spitzenwerte der Geschwindigkeit von mehr als 70 cm/s in 5m Bodenabstand traten 192 mal auf (bei 10minütigem Mittelungsintervall).

Um zu erfahren, welche Schubspannungen durch diese Bodenströmungen tatsächlich auf das Sediment ausgeübt werden, müssen die Strömungsmessungen in die eigentliche Bodengrenzschicht hinein ergänzt werden. Durch langfristige Messungen der Schubspannung am gleichen Ort kann für möglichst viele Strömungssituationen der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit in einem Geschwindigkeitsniveau oberhalb der logarithmischen Schicht und der Schubspannung erfaßt werden. Ein damit erhaltener Schubspannungskoeffizient bietet die Möglichkeit, die Messungen aus der Grenzschicht auf den gesamten Zeitraum von 2.5 Jahren zu extrapolieren und eine Abschätzung über die Häufigkeit von kritischen Schubspannungen zu gewinnen.

3. Die Profilmessanlage (PMA)

3.1 Meßprinzip, Ausstattung und Aufbau

Entsprechend der Fragestellung nach den langfristigen Variationen der Bodenschubspannung in der Kieler Bucht wurde in der Abt. Meeresphysik des IfM ein selbstregistrierendes , verankerbares Meßsystem entwickelt, das das Profil der mittleren Strömung und zusätzlich die Salzgehalts- und Temperaturschichtung aufnimmt. In einem Dreibeingestell ist eine Säule mit folgenden 17 Sensoren kardanisch aufgehängt:

- 6 Savoniusrotoren
- 2 Richtungsmesser
- 4 Thermistoren
- 4 induktive Leitfähigkeitszellen
- 1 Drucksensor

Die Anordnung ist Abb. 3 zu entnehmen. Um besonders im unteren Bereich eine hohe vertikale Auflösung der Stromgeschwindigkeit zu erreichen, wurden die Rotoren nahezu logarithmisch verteilt. Vom Gestell aus führt ein drehsteifer Glasfiberstab zum obersten Sensorpaket in 4,60m Bodenabstand, bestehend aus Rotor und Richtungsfahne, das die Strömung außerhalb der logarithmischen Grenzschicht messen soll; bei beiden hier ausgewerteten Einsätzen fiel jedoch dieses Sensorpaar aus.

Eine Attenuationssonde aus dem Institut für angewandte Physik (IAP) war in 50 cm Bodenabstand an einem Bein des Gestells angebracht. Mit der Trübung sollte qualitativ die eventuell mit Strömungsereignissen gekoppelte Änderung von Suspensionsgehalt verfolgt werden.

In einer Zentraleinheit, die Bestandteil der Säule ist, befindet sich ein Kompaß, ein Quarzzeitgeber, der die Abfrage der Sensoren steuert, sowie die Meßwertverarbeitung und -aufzeichnung.

Zur Energieversorgung dienen 10 Monozellen à 6 Volt, die in einem Extrabehälter am oberen Ring des Gestells untergebracht sind.

Die Meßwerte aus den 23 Kanälen (17+2 Sensoren, Uhr, Kompaß, Attenuationssonde und ein freier Kanal) werden - gesteuert durch den Quarzoszillator - gleichzeitig abgefragt und 12-Bit-weise in Parallel/Seriell-Registern gespeichert. Zusammen mit der jeweili-

gen Adresse (4 Bit) werden die Daten zyklweise auf einer Kassette abgespeichert. Die Datenkapazität beträgt $2.2 \cdot 10^6$ Bit; bei 414 Bit pro Zyklus und einer Abfragerate von 5 Minuten wird die Verankerungsdauer auf 18.5 Tage begrenzt. Die Batteriekapazität ist für etwa 70 Tage reichlich bemessen.

Die PMA wird als U-Verankerung verlegt: von der PMA läuft eine Grundleine zu einem Grundgewicht, das mit einer Oberflächentonne

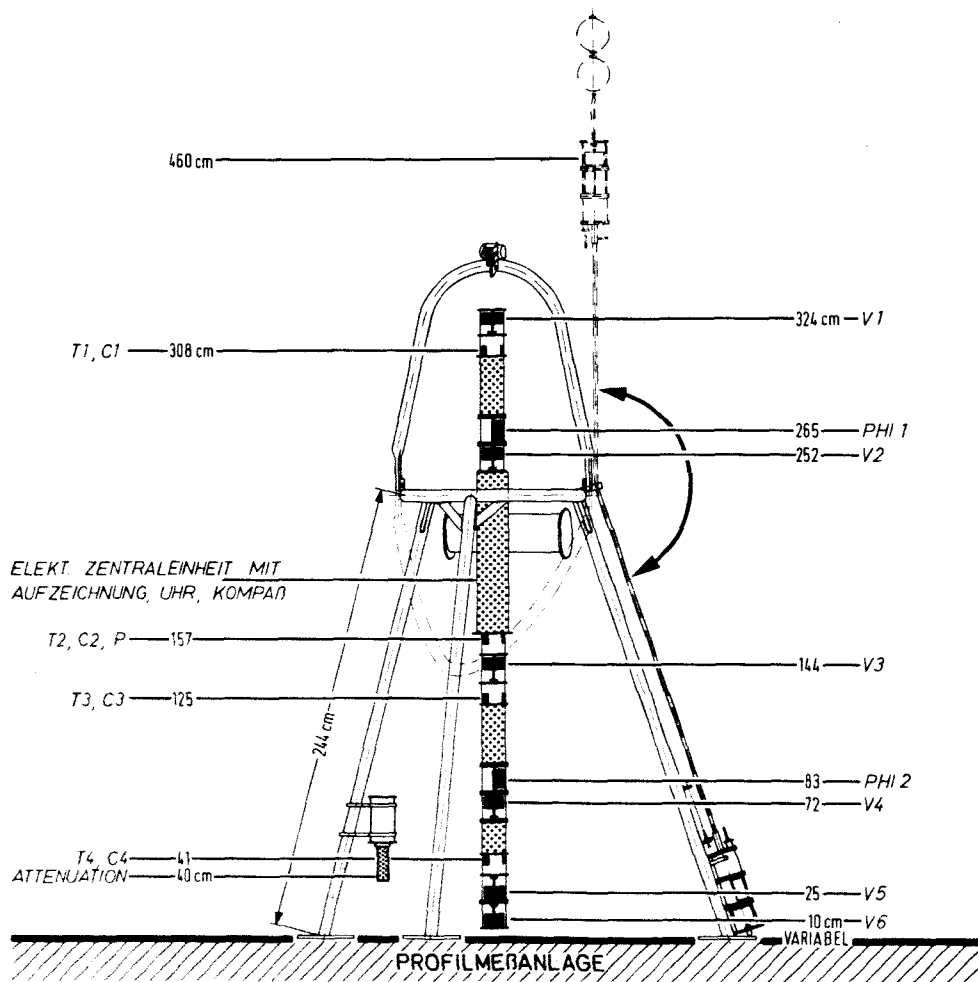


Abb. 3: Skizze der Profilmeßanlage (V: Geschwindigkeit,
PHI: Stromrichtung, T: Temperatur, C: elektr. Leitfähigkeit,
P: Druck)

markiert ist. Zum Auslegen und Aufnehmen der PMA ist an dem oberen Ring des Gestells ein Bügel befestigt, an dem die PMA beim Ausbringen hängt (s. Abb. 3). Wenn das Gestell auf dem Grund steht, fällt der Bügel in eine vorgegebene Richtung und löst dabei eine Verriegelung, so daß das obere Sensorpaket an dem Glasfiberstab aufschwimmt. Um beim Aufnehmen über die Grundleine bei schräg ansetzendem Zug das Gestell nicht umzuwerfen, löst sich der heruntergeklappte Bügel erst bei einem Zug über einen Winkel von mehr als 45 Grad. Bis dahin liegt der Angriffspunkt unterhalb des Schwerpunkts, sodaß das Gestell womöglich über Grund gezogen, aber nicht gekippt wird.

3.2 Sensoren

Die Savoniusrotoren, der Kompass sowie die Thermistoren und die induktiven Leitfähigkeitssonden sind von der Firma Aanderaa und entsprechen denen im Strömungsmesser Typ RCM 4 (Aanderaa-Manual).

Die Richtungsgeber bestehen aus 5cm x 10cm Polyesterfahnen, deren Ausrichtung optisch durch Winkelkodierer der Firma TWK-Elektronik, Typ CO 90C-06 übertragen werden, die den Meßwert im Graycode digitalisieren.

Der Drucksensor ist ein Dehnungsmeßstreifen der Firma TYCO (Typ: MPA 100). Er dient dazu, in den flachen Einsatzgebieten Wasserstandsänderungen aufzuzeigen. Er ist für einen Bereich von 0-70 dbar ausgelegt. Die Kalibrierung mit einer Druckwaage ergab eine Standardabweichung von 0.29 dbar; Luftdruckschwankungen, die bei den Feldmessungen nicht berücksichtigt wurden, liegen in der gleichen Größenordnung.

Die Attenuationssonde wurde im IAP hergestellt (Kroebel, 1977) und mißt die Schwächung eines Lichtstrahls einer Wellenlänge $\lambda = 670\text{nm}$ über eine 0.3 m lange Strecke durch Seewasser.

3.3 Kalibrierung

Einige grundsätzliche Probleme entstanden durch die relativ kompakte Bauweise des gesamten Meßsystems bezüglich der erforderlichen Genauigkeit. Der Anforderung an hohe Absolutgenauigkeit dadurch, daß sehr geringe Differenzen in Schichtung und Strömung aufgelöst werden müssen, stehen die störenden Einflüsse des Gestells hinsichtlich seiner mechanischen und seiner elektromagnetischen Eigenschaften entgegen, die es bei der Kalibrierung zu berücksichtigen gilt. Diese Überlegungen gelten für die Kalibrierung der Rotoren, der Richtungsanzeige, der Thermistoren und der induktiven Leitfähigkeitszellen.

3.3.1 Einfluß des Gestells auf die Rotoren

Für die Savoniusrotoren, deren Umdrehungen mit Reedkontakten über das Abfrageintervall Δt gezählt wurden, wurde die Formel verwendet

$$U = 43.5 \text{ cm/rev} \cdot n/\Delta t + 1.5 \text{ cm/s}$$

n : Anzahl der Umdrehungen im Abfrageintervall Δt

Schwierigkeiten erwuchsen jedoch aus dem Aufbau des Gestells dadurch, daß durch die Beine das freie Anströmen der Rotoren nicht mehr gewährleistet sein könnte. In einem Versuch im Strömungskanal des Geologisch-Paläontologischen Instituts wurde der Einfluß eines zylindrischen Rohres auf die Geschwindigkeit in bestimmten Abständen untersucht und geprüft, ob der Einfluß hier durch die von Schlichting (1965) angegebenen Formeln beschrieben werden kann.

Der Tank ist 60 cm breit, der Wasserstand betrug 60cm, der Durchmesser des Rohres betrug 6cm. Die Durchstromgeschwindigkeit durch den Kanal wurde während des ganzen Versuches konstant gehalten, so daß sie in der Mitte des Kanalquerschnitts $v_0 = 37.6 \text{ cm/s}$ betrug. Zur Messung der Geschwindigkeit wurde ein Ottflügel benutzt.

Zum einen wurde das Strömungsprofil quer zur Strömungsrichtung mit und ohne Rohr vermessen, zum anderen die Geschwindigkeitsverteilung in verschiedenen Abständen zentral hinter dem Rohr. Abb. 4a) zeigt die Strömungsverteilung über die Breite des Kanals im ungestörten Fall und 70cm hinter dem Rohr. Man sieht deutlich die Verminderung der Geschwindigkeit direkt hinter dem Rohr um bis zu 20% bei einem Abstand $a=11 \cdot d$, wobei d der Rohrdurchmesser ist. Am Rand ist die Strömung natürlich durch die Kanalwände beeinträchtigt, was dann auch zu der relativ höheren Geschwindigkeit in Wandnähe im Falle der Rohrströmung führt.

Abb. 4b zeigt die Strömung zentral hinter dem Rohr mit wachsendem Abstand x ; auch, wenn x das 100-fache des Rohrdurchmessers d beträgt, ist die Strömung noch um 10% vermindert. Nach Schlich-

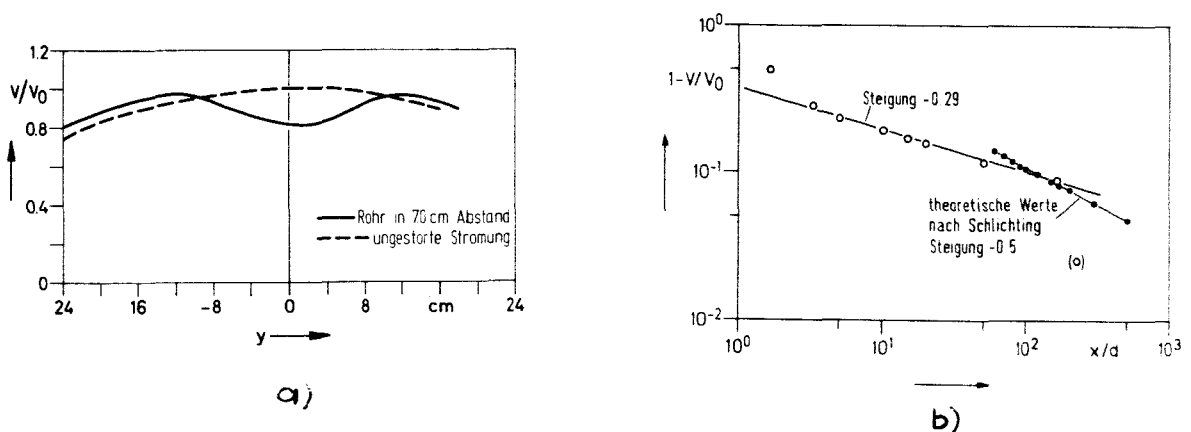


Abb. 4: Verteilung der Stromgeschwindigkeit im Strömungskanal
a) quer zur Strömungsrichtung mit und ohne Rohr
b) in Stromrichtung direkt hinter dem Rohr

ting (1965) nimmt die Differenz zwischen gestörter und ungestörter Strömung für große Abstände ($x/d > 60$) mit $x^{-1/2}$ ab; die Nachlaufbreite b , das ist die Breite, über die sich der störende Einfluß bemerkbar macht, nimmt mit $x^{1/2}$ zu.

Für die mangelnde Übereinstimmung der Steigung der beiden Kurven ist zu berücksichtigen, daß die nach Schlichting berechnete erst ab $x/d=60$ gilt, und daß sich mit wachsendem Abstand und damit wachsender Nachlaufbreite der Einfluß der Kanalwände zunehmend störend bemerkbar macht.

Bei der Profilmessanlage liegt der Abstand zwischen Rohr und Strömungsmesser zwischen 70 cm und 130 cm, d.h. bei einem Beindurchmesser $d=6\text{ cm}$ zwischen $x/d=11$ und $x/d=22$. Nach der Formel für die Nachlaufbreite nach Schlichting (1965) beträgt diese für ein 6 cm dickes Rohr in 360 cm Entfernung nur 29 cm. D.h., daß auch der oberste Rotor im Gestell ungestörte Strömung mißt, wenn der Winkel zwischen der Geraden Bein-Rotor und der Hauptstromrichtung kleiner als 11.5 Grad ist (Abb. 5b).

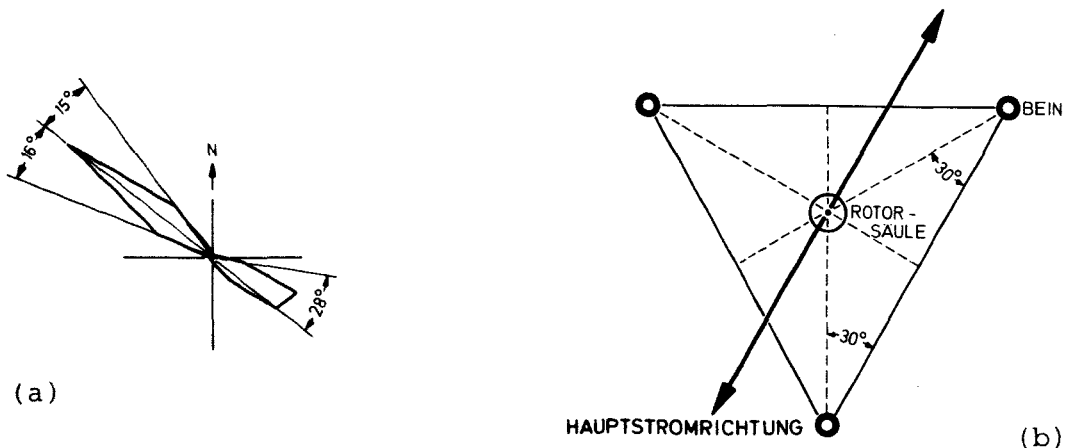


Abb. 5: a) Richtungshistogramm der Vejnsrinnenströmung (aus Hatje, 1976)

b) Skizze der Ausrichtung des PMA-Gestells zur Hauptstromrichtung

In den beiden hier behandelten Einsatzgebieten gibt es -topographisch bedingt - bevorzugte Strömungsrichtungen. Das Richtungshistogramm aus Langzeitmessungen in der Vejsnäsrinne (Hatje, 1976) in Abb. 5a zeigt Abweichungen von der Hauptstromrichtung um 16° . Wird die PMA so zur Hauptstromrichtung positioniert, wie in Abb. 5b skizziert, so kann nach obiger Abschätzung die Strömung um $\alpha_i = 30^{\circ} - 11.5^{\circ} = 18.5^{\circ}$ von der Hauptstromrichtung abweichen, bevor die Strömungsmesser den störenden Einfluß des Gestells registrieren. Bei allen Einsätzen wurde mit Hilfe von Tauchern sichergestellt, daß die PMA entsprechend Abb. 5b ausgerichtet wurde.

3.3.2 Richtungsanzeige

Bei der Kalibrierung der Richtungsanzeige war weniger die Relativanzeige durch die Fahnen und die Winkelkodierer ein Problem als die Absolutanzeige des Kompasses. Die Auflösung der Winkelkodierer ist $360^{\circ}/1024 = 0.35^{\circ}$. Die Orientierung von den Winkelkodierern zum Kompass im Gestell χ (Abb. 6a) konnte durch Abmessen allerdings nur auf $\chi = \pm 2^{\circ}$ genau bestimmt werden.

Bei der Anzeige des Kompasses α muß die Deviation durch den Einbau in die Meßapparatur berücksichtigt werden. Dabei wurde vorausgesetzt, daß das Dreibeingestell, das aus V2A-Stahl besteht, nicht zu einem Magnetfeld beiträgt. Der Einfluß der Zentraleinheit selber (und der der nächst benachbarten Sensoren) wurde untersucht. Um gleichzeitig die Absolutgenauigkeit der Kompaßangabe von störenden Außeneinflüssen freizuhalten, wurde die Kalibrierung in unbebautem Ufergelände vorgenommen, wo mithilfe einer Seekarte auch die nötige Einpeilung durchgeführt werden konnte. Eine mögliche Hysterese wurde durch Änderung der Drehrichtung berücksichtigt. In Abb. 6b ist die Abweichung zwischen der tatsächlichen Richtung und der durch eine lineare Regression der Kalibrierwerte berechneten aufgezeichnet. Daraus folgt eine Deviation β der Kompaßanzeige durch das Magnetfeld der Zentraleinheit mit einer Amplitude von ca. 12° .

Bei der Ermittlung der tatsächlichen Richtung ρ aus der Anzeige ergab sich damit unter Einbeziehung der Ungenauigkeit von Kompaßanzeige ($\Delta\alpha = \pm 2^\circ$), Deviation $\Delta\beta$ und Einbauwinkel $\Delta\gamma$ eine Fehlergrenze von

$$\Delta\rho = (\Delta\gamma^2 + \alpha^2 \Delta\beta^2 + \beta^2 \Delta\alpha^2)^{1/2}$$

Für die Bestimmung der Richtungsdivergenz zwischen den beiden Anzeigen gilt nur ein mittlerer Fehler von $\Delta\gamma = \pm 2^\circ$.

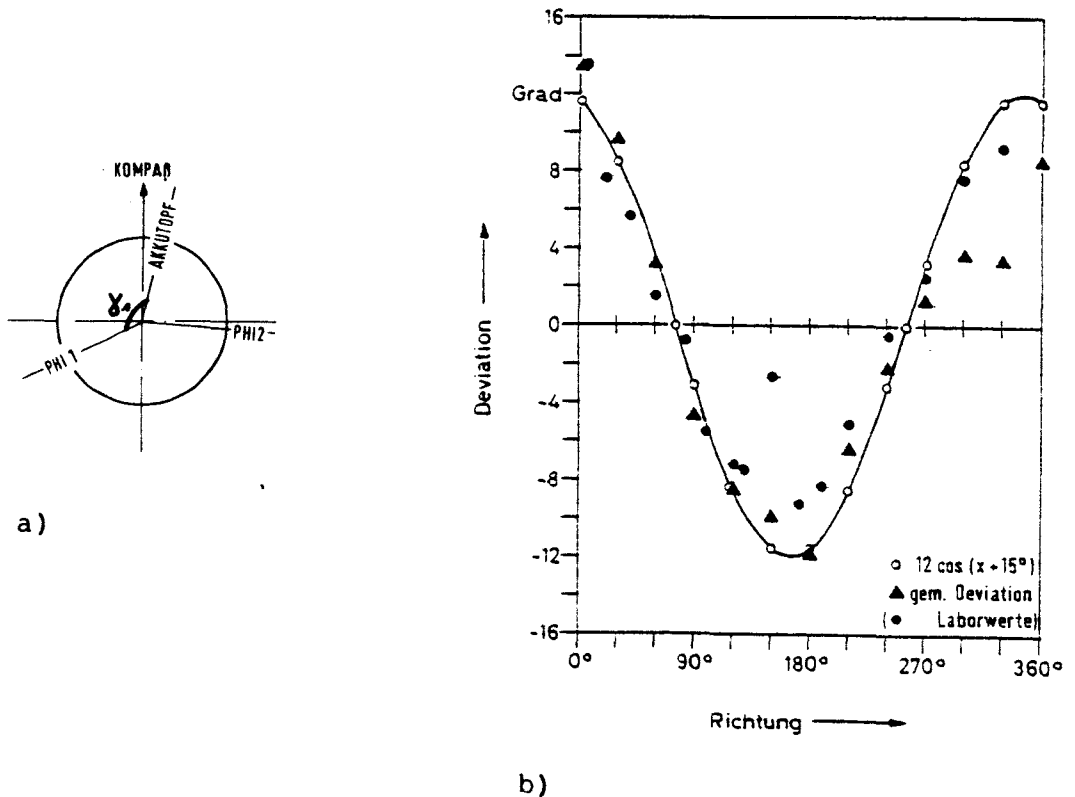


Abb. 6: a) Zuordnung der Nullanzeige von Kompaß und Winkelkodierern zum PMA-Gestell
b) Kompaßdeviation

3.3.3 Thermistoren und Leitfähigkeitszellen

Einige Schwierigkeiten bereiteten die Temperatur- und die Leitfähigkeitskalibrierung. Auch hier bestand das Problem, die Sensoren zum Vergleich untereinander absolut zu kalibrieren, um auch geringe vertikale Gradienten zu erfassen. Um z.B. nur das Überschreiten der kritischen Gradient-Richardsonzahl, oberhalb derer die Turbulenz in der Grenzschicht durch die Dichteschichtung unterdrückt wird,

$$Ri_c = \left[\frac{g}{g_0} \frac{\Delta \rho}{\Delta z} / \left(\frac{\Delta U}{\Delta z} \right)^2 \right]_c = 0.25$$

zu erfassen, wird bei einer Schubspannungsgeschwindigkeit von $u_* = 1 \text{ cm/s}$ im Bodenabstand $z = 1 \text{ m}$ für die am dichtesten übereinanderliegenden Sensorpaare ($\Delta z = 30 \text{ cm}$) eine Dichteauflösung von $\Delta \rho = 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ nötig, für die am weitesten auseinanderliegenden Sensorpaare ($\Delta z = 270 \text{ cm}$) eine Auflösung von $\Delta \rho = 4.3 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$. Nach Heathershaw (1979) ist es jedoch plausibel, daß eine Modifizierung der Turbulenz bereits bei geringeren Richardsonzahlen einsetzt, Busch (1973) gibt für meteorologische Grenzschichten $Ri = 0.03$ an. Danach müßten im einen Fall $\Delta \rho = 0.06 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ erfasst werden, im anderen Fall $\Delta \rho = 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$.

Für die am weitesten auseinanderliegenden Sensorenpaare müßten bei einem konstanten Salzgehalt im Bereich von 16.5‰ bis 21‰ eine Temperaturdifferenz von $\Delta T = 0.2 \text{ K}$, bzw. $\Delta T = 0.02 \text{ K}$ erfaßt werden können, und bei einer konstanten Temperatur zwischen 0°C und 5°C ein Salzgehalt von $\Delta S = 3.4 \cdot 10^{-2} \text{ ‰}$ bzw. $\Delta S = 4 \cdot 10^{-3} \text{ ‰}$, was numerisch etwa den Unterschieden in der Leitfähigkeit in mS/cm entspricht. Um solche Unterschiede festzustellen, müssen Auflösung und absoluter Fehler eigentlich noch eine Größenordnung kleiner sein. Wir haben also als Maximalanforderung, eine Genauigkeit in der Temperaturanzeige von $\Delta T = 10^{-3} \text{ K}$ und in der Leitfähigkeit $\Delta C = 4 \cdot 10^{-4} \text{ mS/cm}$ zu erreichen. Dabei ist noch nicht berücksichtigt, daß der Dichteunterschied zwischen zwei Sensoren auch durch eine

Überlagerung von Salzgehalts- und Temperaturunterschied zustandekommen kann, was die Anforderungen noch weiter erhöht.

Die Kalibrierung der Thermistoren alleine wurde im Eichbad durchgeführt, hier konnte eine Genauigkeit von $\pm 0.03\text{K}$ erreicht werden. Der Temperaturgang der Elektronik, in einem Temperaturschrank getestet, zeigte sich in einer Änderung der Anzeige um $\Delta T = 0.08\text{K}$ über einen Bereich von 18K . Als weitere Fehlerquelle kommt noch die Alterung der Sensoren dazu. Die Kalibrierung der Thermistoren nach dem Meßeinsatz wurde verglichen mit einer Kalibrierung, die zwei Jahre zurücklag. Es ergaben sich Veränderungen von maximal 0.1K . Da die letzte Kalibrierung aber unmittelbar nach den beiden Einsätzen erfolgte, wurde diese zur Berechnung der Meßwerte benutzt.

Mit diesen Werten ist den oben geforderten Genauigkeiten nicht Genüge getan. Daher wurden die gemessenen Daten selber zur Kalibrierung benutzt. Dabei wurde zum einen davon ausgegangen, daß bei zeitlich konstantem Temperaturverlauf und Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_* \approx 1\text{cm/s}$, die das Vorhandensein von Turbulenz bedeuten, kein zeitlich konstanter Temperaturgradient über Tage bestehen kann, sondern daß es sich dabei vielmehr um eine systematische Verschiebung zwischen den Anzeigen zweier Sensoren handeln muß. Zusätzlich wurden auftretende Gradienten mit Multisondenprofilen verglichen. Diese Behandlung der Temperaturdaten wird in Kap. 5.3 beschrieben.

Zur Kalibrierung der induktiven Leitfähigkeitszellen wurden drei Methoden benutzt.

Die erste Methode bestand darin, die Leitfähigkeitsköpfe selber in einem Wasserbad mit bekanntem Salzgehalt und bekannter Temperatur zu kalibrieren. Bei diesem Verfahren traten folgende Schwierigkeiten auf:

- 1) Die Größe des Wasservolumens ($\sim 1\text{m}^3$) erschwerte die Homogenisierung der Temperatur, sodaß nur bei einem Temperaturpunkt (Zimmertemperatur) mit knapp hinreichender Temperaturkonstanz gearbeitet werden konnte.
- 2) Da die induktive Leitfähigkeitsmessung auf der Erzeugung eines elektrischen Feldes im Seewasser basiert, ist die Beschaffenheit

der Umgebung der Meßzelle von Bedeutung. Diese Umgebung unterscheidet sich im Kalibrierbad wesentlich von der im Meßeinsatz:

- Im Meßeinsatz befinden sich über und unter der Meßzelle Gehäuseteile, drumherum Meerwasser.

- Im Eichbad sind die Zellen in unmittelbarer Nähe der Wasseroberfläche, der nebeneinander aufgestellten Gehäuseteile und des Wannenrandes.

Nach Breitenbach(1977) kann der relative Fehler $\Delta C/C \sim 10^{-2}$ betragen, wenn die horizontale Distanz vom Wannenrand zur Zelle $x \leq 20\text{cm}$ ist.

Das zweite Verfahren bestand aus einer Kalibrierung der Zellen mit Festwiderständen, kombiniert mit einer Vergleichsmessung mit der Multisonde in einem homogenen Meerwasserkörper zur Bestimmung der Zellkonstanten. Durch einen Wassereinbruch in der PMA fiel der In-situ-Vergleich mit der Multisonde jedoch nur sehr kurz aus, ein einziges paralleles Multisondenprofil konnte benutzt werden.

Das dritte Verfahren bestand wie bei der Temperatur darin, die gemessenen Werte selbst zur Kalibrierung heranzuziehen, wobei die Leitfähigkeitswerte zunächst mit den oben erhaltenen Koeffizienten berechnet wurden. Eine ausführlichere Beschreibung folgt in Kapitel 5.3.

Insgesamt sind wahrscheinlich für die Anforderungen im bodennahen Bereich Fühler, die auf dem galvanischen Meßprinzip beruhen, den induktiven Zellen vorzuziehen, da eine Kalibrierung auf absolute Genauigkeit hin einfacher zu bewerkstelligen ist.

4. Meßprogramme

4.1 Vejsnäsrinne (BRINKIB)

Nach etlichen probeweisen Verankerungen und einer Voruntersuchung (Zenk et al., 1979) wurden zwei Meßkampagnen durchgeführt: Die erste war BRINKIB (Bodenströmungen in den Rinnen der Kieler Bucht).

In der Sohle der Vejsnäsrinne waren 2.5 Jahre lang Dauerstrommessungen mit konventionellen Strommesserketten in Bodennähe durchgeführt worden. Auf der gleichen Position (s. Abb. 1) fand ein sechs Wochen langer Messeinsatz mit der Profilmessanlage statt, um bei möglichst verschiedenen Strömungssituationen, deren Verteilung man aus den Langzeitmessungen kennt, die Schubspannung am Boden zu gewinnen. Gleichzeitig sollten mit zwei Methoden Abschätzungen über den Erosionsbeginn des anstehenden Sediments gewonnen werden. Die Attenuationssonde aus dem IAP, die in das Aufzeichnungssystem der PMA integriert war und in 50cm Bodenabstand an einem Bein des Gestells montiert war (s. Abb. 3), lieferte Zeitserien über die Trübung von Licht einer Wellenlänge von $\lambda = 670\text{nm}$. Eine Unterwasserkamera wurde in der Nähe der PMA aufgestellt. Sie fotografierte einen ca. $50 \times 50\text{cm}^2$ großen Ausschnitt des Bodens im zeitlichen Abstand von 6 Stunden und sollte Auskunft darüber geben, ob und welche Veränderungen des Bodens in dem Zeitraum auftraten. Beide Methoden wurden jedoch aus folgenden Gründen nicht für die Auswertung herangezogen:

Die Attenuation des Lichts wird sowohl durch die Anzahl, als auch durch die Größenverteilung der Partikel bestimmt. Die allein durch organische Materie stets vorhandene starke Trübung des Vejsnäsinnenwassers macht es nur bei aufwendiger Kalibrierung und gleichzeitiger, wiederum problematischer Probennahme möglich, zu sinnvollen Aussagen über die Menge von suspendiertem Sediment zu kommen. Selbst dann aber erfaßt man besonders bei den tonigen Bestandteilen Material, das aus unbekannter Entfernung zum Meßort transportiert wurde. Damit wird eine Zuordnung von Geschwindigkeit und Trübungswerten im Sinne einer Bestimmung von kritischen Werten mit dieser Methode kaum faßbar.

Der Einsatz der Unterwasserkamera konnte von vornherein nur qualitative Ergebnisse bringen. Schwierigkeiten mit der Belichtung und der Verlust der Kamera am Ende des Meßeinsatzes führten jedoch auch hier zu Ergebnislosigkeit.

Um den Anschluß an die Langzeitmessungen zu erhalten, die in 8m, 5m und 2m Bodenabstand gewonnen wurden, wurde zusätzlich zur PMA ein Aanderaa-Strömungsmesser in 8m Bodenabstand verankert. Die Messungen in 2m Höhe waren durch die PMA abgedeckt, und eine Messkette von acht starr verbundenen Aanderaa-Strömungsmessern (Abb. 7), im folgenden Ersatzprofilmeßanlage (E-PMA) genannt, die zur Sicherheit im Falle von Störungen der PMA-Messungen durch Fischerei dienen sollten, lieferten Messungen bis zu 5m Bodenabstand. Die Anordnung der Verankerungen in der 32m tiefen Sohle, die noch durch Signalverankerungen am Anfang und am Ende der Reihe ergänzt wurden, ist der Abb. 8a zu entnehmen. Logistische Probleme entstanden dadurch, daß der Meßort sich in einem Schifffahrtsweg befand, der eine Markierung durch Oberflächentonnen in

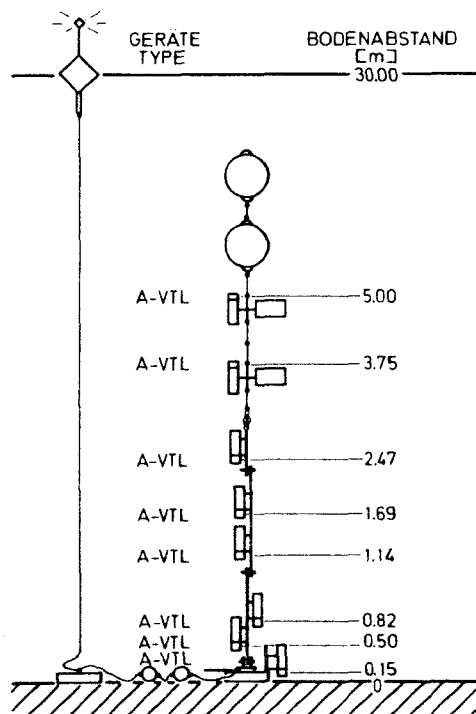


Abb. 7: Skizze der Ersatz-Profilmeßanlage

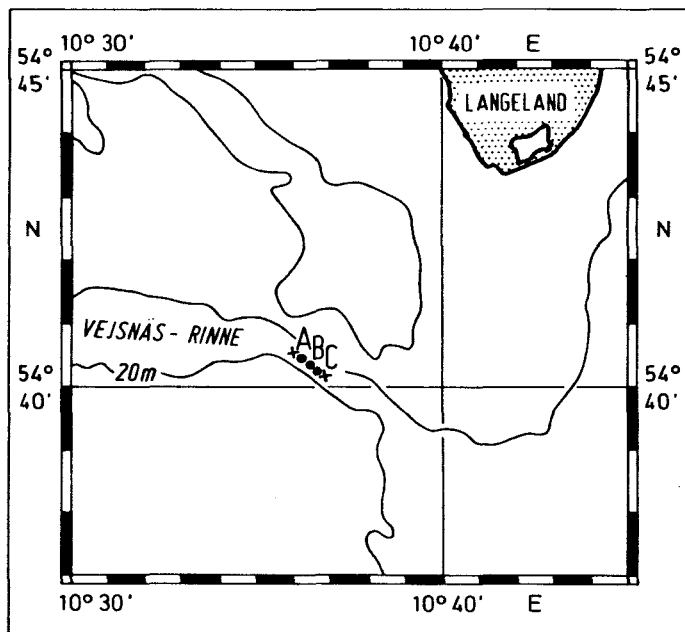
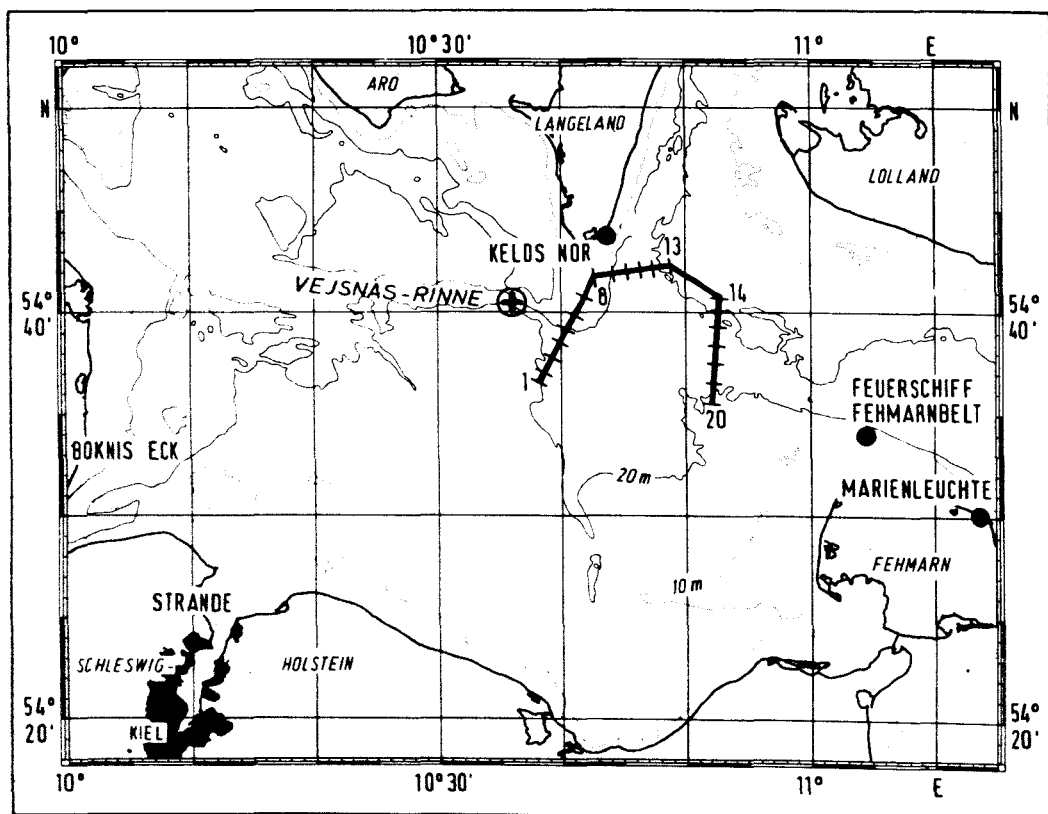


Abb. 8:

- a) Verankerungsanordnung
in der Vejsnäsrinne
- X: Signalverankerungen
zum Schutz der Geräte
- A: PMA
- B: Ersatz-PMA
- C: Zusatzverankerung



b) Lage der Temperatur- und Salzgehaltsschnitte

unmittelbarer Nähe nicht erlaubte, und daß die Vejsnäsrinne außerdem besonders im Frühjahr zu einem der wichtigsten Fischereigebiete der Kieler Bucht gehört.

Die Auswirkungen blieben dann auch trotz zahlreicher Vorsichtsmaßnahmen nicht aus: Am Ende der Kampagne war die Ersatz-PMA zunächst verschwunden; nach Wochen wurde sie in einiger Entfernung von Meßort gefunden. Die Daten konnten zur Auswertung mit herangezogen werden.

Die Profilmessanlage war sechs Wochen lang bis auf zwei kurze Unterbrechungen, bei denen Batterien und Kassetten gewechselt wurden, lückenlos im Einsatz. Die Verankerungszeiten für PMA, Zusatzverankerung und E-PMA sind Tab. 1 zu entnehmen. Die Abschnitte der PMA-Messungen wurden

BRINKIB I : 26.3. - 10.4. 1980

BRINKIB II : 10.4. - 24.4. 1980

BRINKIB III: 24.4. - 5.5. 1980

genannt.

Im gesamten Zeitraum wurden Temperatur- und Salzgehaltsschnitte über die Vejsnäsrinne, vor der Einmündung des Großen Belt und der des Vinds Grav (Fehmarnbelt) aufgenommen (Abb. 8b). Die Termine sind der Tabelle 1 zu entnehmen.

4.2 Jade (TUBORG IV)

Es bestand die Möglichkeit, die Schubspannungsmessungen über die Profilmethode mit Reynoldsstressmessungen zu vergleichen, die Steve McLean im Gezeitenstrom der Außenjade durchführte. Das Turbulenzmeßsystem, im folgenden TMA genannt, das mit hoher zeitlicher Auflösung (3Hz) ebenfalls das Geschwindigkeitsprofil in den untersten 2.5m aufnahm, war in 4 Niveaus mit Triplets von Propellern besetzt, die drei Strömungskomponenten lieferten und somit den Reynoldsstress berechnen ließen (McLean, 1981).

Vom 13. bis zum 22. Mai 1980 fand ein gemeinsamer Meßeinsatz in der Außenjade statt (Abb. 9). Das Meßgebiet lag am Ende einer 20m tiefen Rinne. Der Boden ist sandbedeckt und gliedert sich in Rippel- und Dünenfelder auf. Im Meßgebiet selber ist der Boden

mit Megarippeln mit Wellenlängen von $\lambda=1-3\text{m}$ und Amplituden von $H=5-10\text{cm}$ bedeckt, südlich schließen sich Dünen an ($\lambda=50-100\text{m}$, $H=1-1.5\text{m}$). Beide Felder sind zum Teil mit jeweils kleineren Rippeln überlagert ($\lambda=50\text{cm}$, $H=1-2\text{cm}$ am Meßort nach Taucherbeobachtungen).

Die Strömung im Meßgebiet war durch die halbtägige Gezeit bestimmt. Der Meßort war wegen der hohen einsinnig gerichteten Strömungsgeschwindigkeiten gewählt worden, um als Kontrast zu dem Schlickboden der Vejsnäsrinne über Sandboden zu messen und eine Beeinflussung durch Temperatur- und Salzgehaltsschichtung zu vermeiden. Die Profilmeßanlage war die gesamte Zeit über als Verankerung ausgelegt, die TMA wurde von FS "Littorina" aus betrieben.

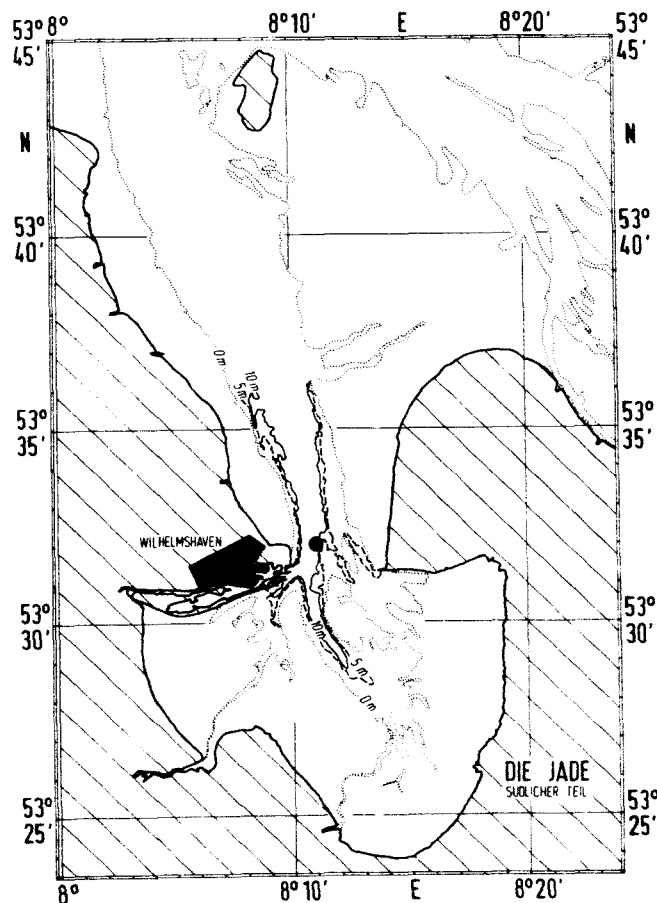


Abb. 9: Meßgebiet TUBORG IV: Außenjade
● : Verankerungsposition

Die beiden Geräte waren in einem Abstand von ca. 100m eingesetzt. In unregelmäßigen Zeitabständen wurden Temperatur- und Salzgehaltsprofile aufgenommen.

Die Positionen der Meßorte und die Bodenabstände der Geschwindigkeitssensoren der beiden Einsätze und Geräte sind Tab. 2 zu entnehmen.

Tab. 2: Geographische Positionen und Bodenabstände der Geschwindigkeitsmessungen

	<u>BRINKIB</u>			<u>TUBORG</u>	
	$\varphi=54^{\circ} 40,1 \text{ N } \lambda=10^{\circ} 36,3 \text{ E}$			$\varphi=53^{\circ} 31' 59'' \text{ N } \lambda=8^{\circ} 11' 9'' \text{ E}$	
	PMA	Ersatz-PMA	Zusatz-verank.	PMA	TMA
V1	343	500	800	332	214 (T)
V2	271	375		260	160 (T)
V3	165	247		154	100 (T)
V4	92	169		81	60 (T)
V5	44	114		33	38
V6	29	82		18	22
V7		50			
V8		15			

Bodenabstände in cm

(T) : Triplet, s.Text

5. Beschreibung der Daten

5.1 Vejsnäsrinne (BRINKIB)

Beispiele der Zeitreihen von Geschwindigkeitsbetrag und Stromrichtung, Temperatur und Salzgehalt der einzelnen Meßgeräte sind in Abb. 10 dargestellt.

Bei den Messungen der Profilmeßanlage gab es während BRINKIB I Ausfälle in den beiden mittleren Rotoren, während BRINKIB III im untersten Rotor. Die Anzeige der oberen Richtungsfahne (PHI1) der PMA zeigt bis auf Zeiten niedriger Geschwindigkeit den gleichen Verlauf wie die unterste Richtungsfahne (PHI2), allerdings um einen Absolutbetrag verschoben. Die Werte von PHI1 stimmen mit den Anzeigen der anderen Geräte und mit der Topographie der Vejsnäsrinne überein. Dadurch wurde zwar die Messung einer eventuellen Ekmandrehung vereitelt, der Einfluß der Erdrotation auf die Strömung am Boden der Vejsnäsrinne ist jedoch sowieso zu vernachlässigen (s. Kap. 5.4).

Fast über den gesamten Meßzeitraum herrschte Einstrom des Bodengewässers in die Kieler Bucht vor, d.h. in der Vejsnäsrinne in nordwestlicher Richtung. Lediglich in den ersten 10 Tagen kam es gelegentlich zu schwachem Ausstrom. Mit dem in diesem Zeitraum gleichfalls schwachen Einstrom (30 cm/s) bewegte sich ein Bodengewässerkörper heran, der einen Salzgehaltssprung um 6‰ und einen Temperaturanstieg um 2K innerhalb von wenigen Stunden brachte. Offenbar handelte es sich um den klassischen Fall von frühwinterlichem Kattegatmischwasser, das sich, abgeschnitten von weiterer Oberflächenabkühlung, in tieferen Schichten in die Kieler Bucht ausbreitete.

Aus der zeitlichen Differenz zwischen dem σ_T -Verlauf zweier T-S-Sensorpaare kann man Dicke und Neigung der Front ermitteln: Der Wasserkörper breitet sich als flacher scharf begrenzter Keil aus, mit einer Neigung von 0.03° bis 0.08° und einem vertikalen Salzgehaltsgradienten von 3‰/m. Dies führt zu dem größten Dichtegradienten, der während des Meßzeitraums auftritt:

$$\Delta \rho / \Delta z = 1.53 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3 / \text{m} \text{ (Abb. 10g).}$$

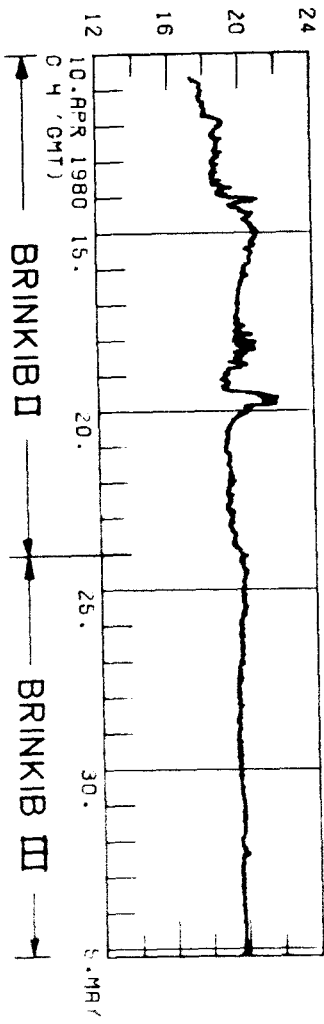
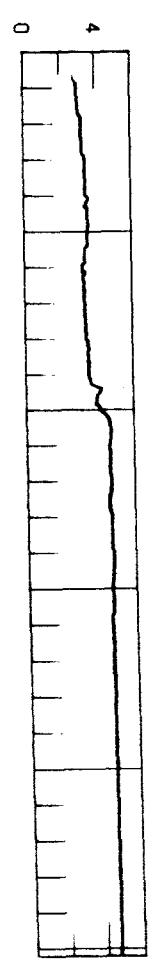
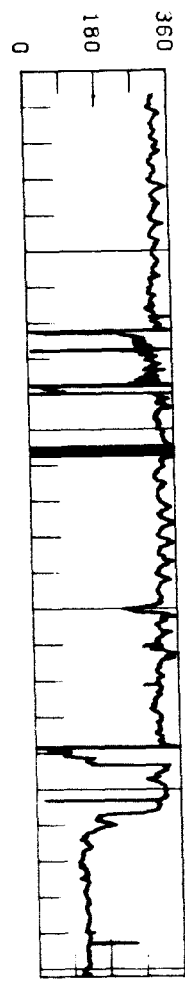
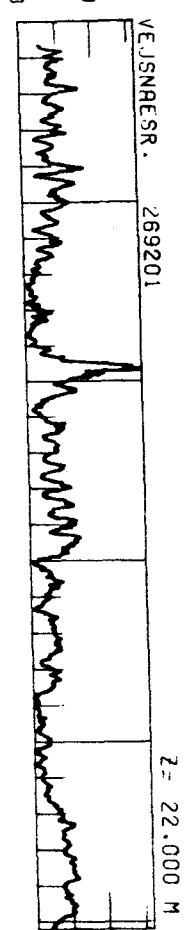
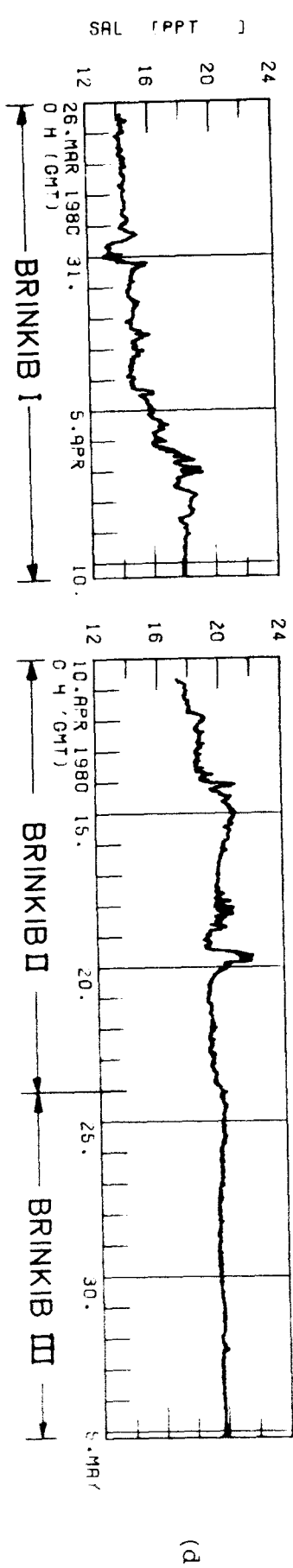
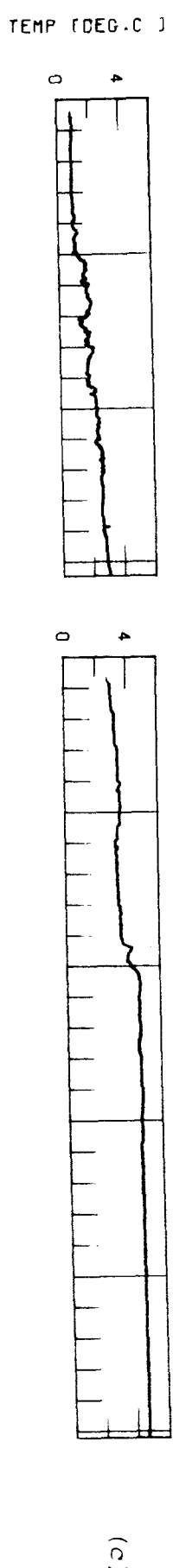
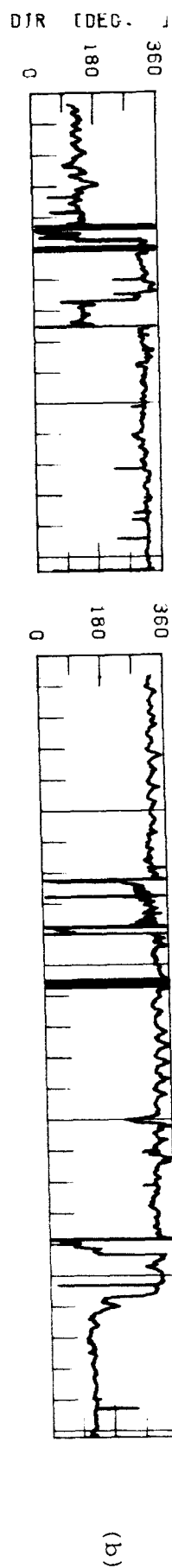
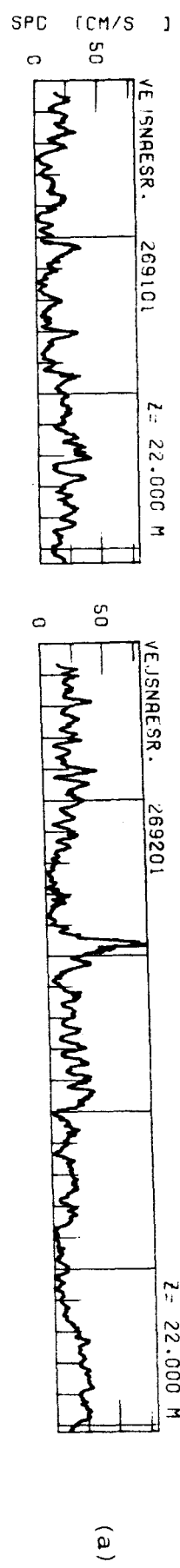
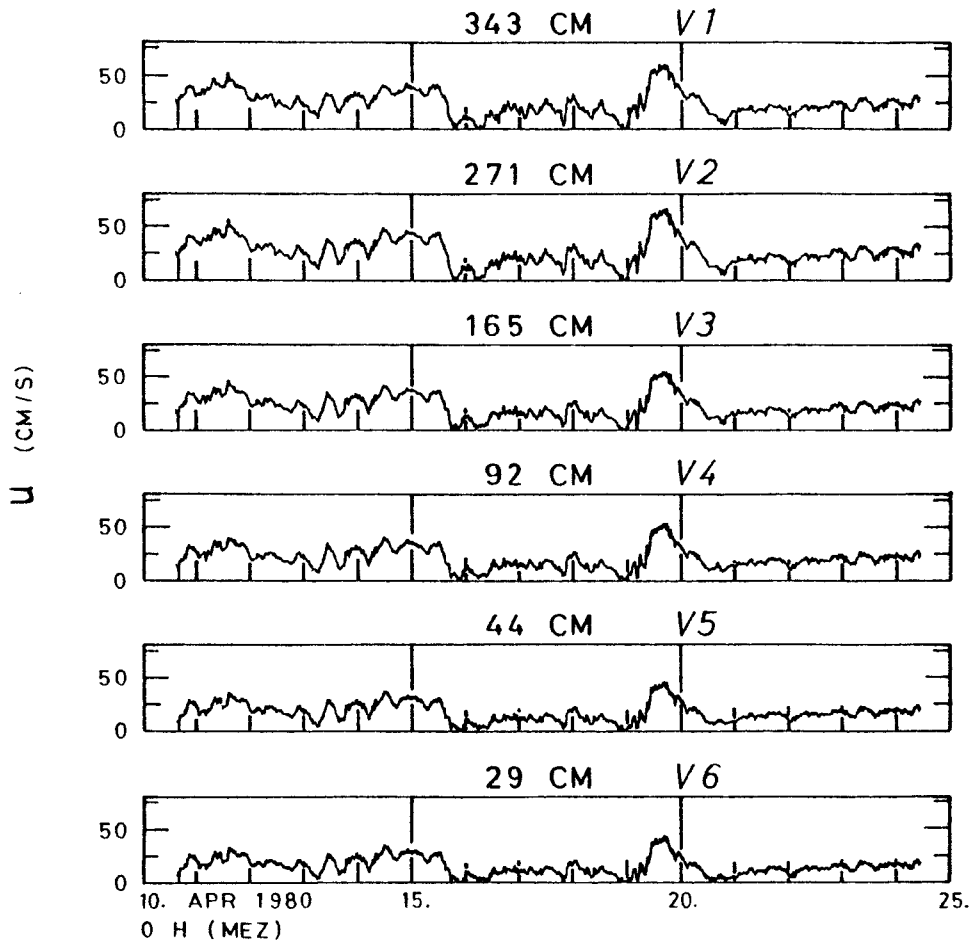
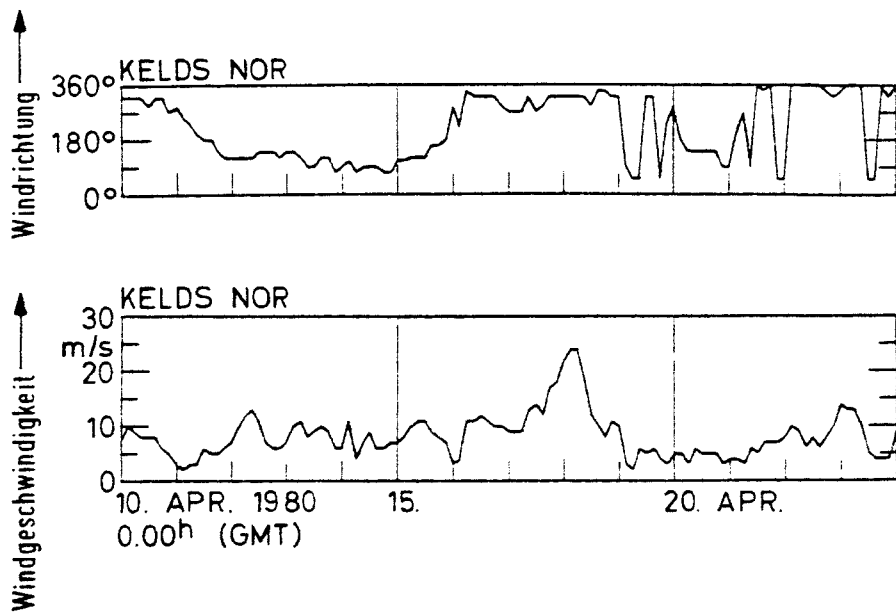


Abb. 10: Meßreihen über den gesamten Zeitraum von BRINKIB in 8m

- Bodenabstand (Zusatzverankerung)
- a) Strombetrag b) Stromrichtung c) Temperatur d) Salzgehalt



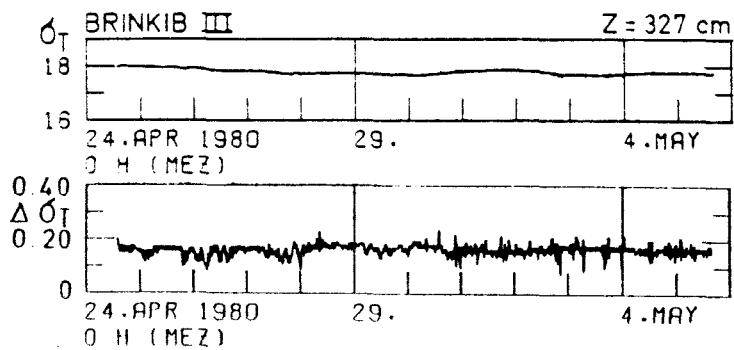
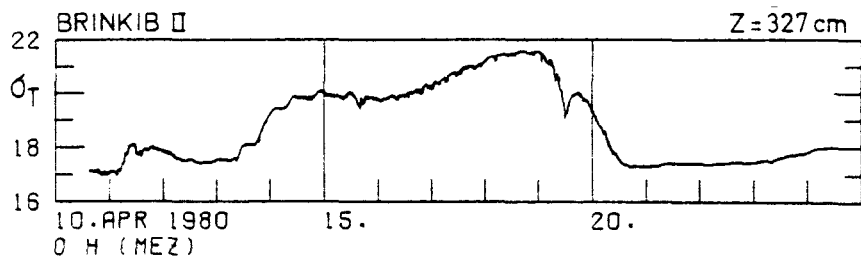
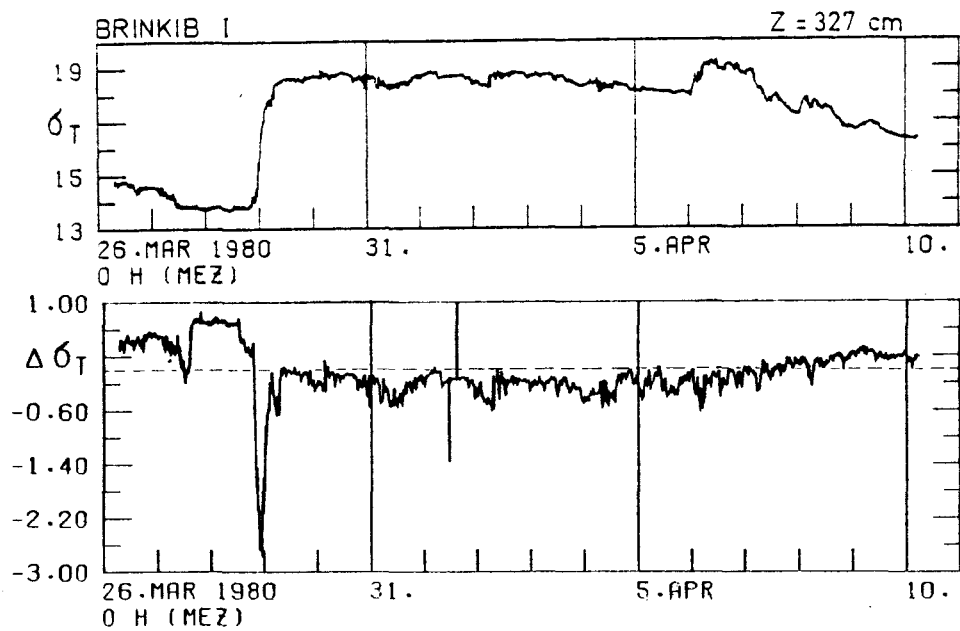
e)



f)

e) PMA-Strombeträge aus 6 Niveaus (BRINKIB II)

f) Windrichtung und -geschwindigkeit aus Kelds Nor
(s. Abb. 8 b))



g) σ_T -Zeitreihen aus 327cm Bodenabstand bzw. σ_T -Differenzen zwischen 327cm und 144cm Bodenabstand

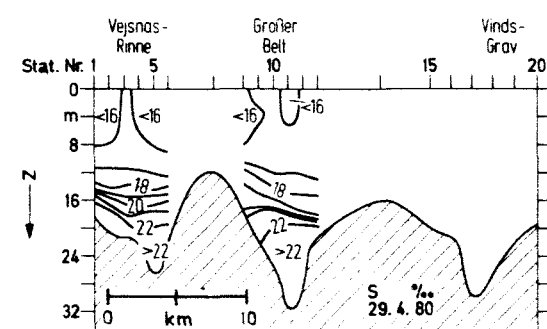
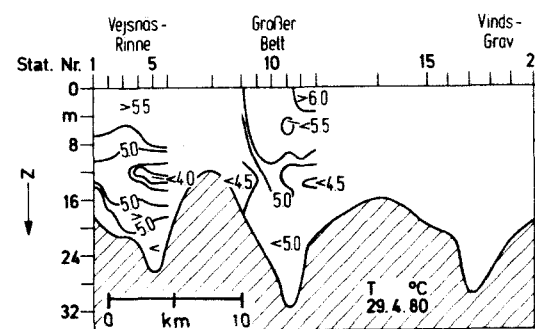
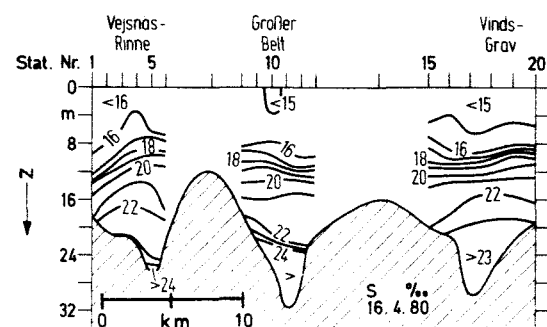
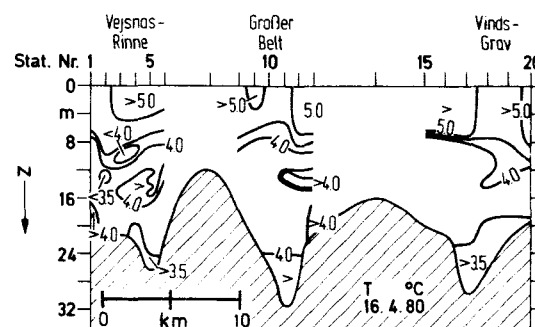
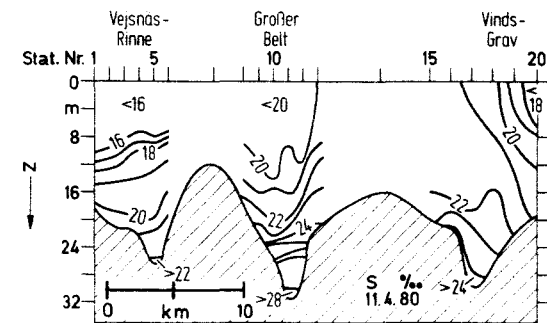
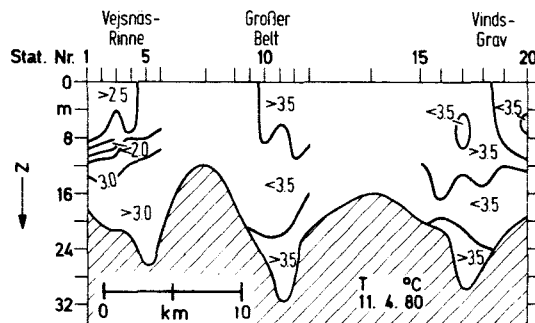
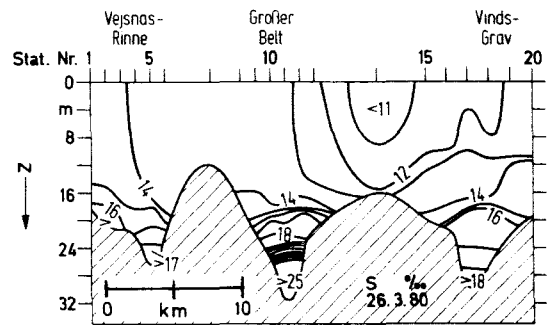
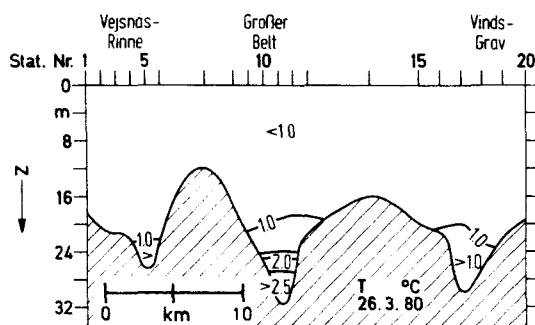


Abb. 11: Temperatur- und Salzgehaltsschnitte (s. Abb. 8b)

Bei der Geschwindigkeitsscherung: $V_2=22\text{cm/s}$ in $z=250\text{cm}$
 $V_5=10\text{cm/s}$ in $z=20\text{ cm}$

ergibt das eine Gradient-Richardsonzahl $Ri=5.3$!

Das Durchwandern einer solch ausgeprägten Front am Boden, die den turbulenten Impulsfluß erheblich beeinträchtigt, gehört jedoch zu den Ausnahmesituationen, die nur während eines geringen Prozentsatzes der Zeit vorkommen (Hatje, 1976; Hatje, 1977; Wittstock et al., 1978), sosehr sie andererseits die gesamte Hydrographie der Kieler Bucht beeinflussen.

Der Rest der Zeit, besonders die Phase BRINKIB II, war durch höhere Geschwindigkeiten gekennzeichnet, die dann in der dritten Phase zu einer weitgehenden Dichtehomogenisierung des Bodengewassers führten.

Am 19.4. führte ein Nordweststurm vom Vortag zu einem kräftigen Einstrom am Boden mit Geschwindigkeiten bis zu 60cm/s in $3\frac{1}{2}\text{m}$ Bodenabstand, die mittleren Geschwindigkeiten lagen dagegen bei 25 cm/s . Mittelwert und Schwankungsbreite der Strömung während BRINKIB II waren damit den $2\frac{1}{2}$ -jährigen Beobachtungen zufolge repräsentativ für die Rinnenströmung.

Die T-S-Schnitte (Abb.11) zeigen die dem ausgehenden Winter entsprechende schwache Temperaturschichtung und eine starke Salzgehaltsschichtung, die großen zeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Der Vergleich von Abb. 11b) und d) zeigt das Ergebnis der oben beschriebenen sich langsam bewegenden Front. In Abb. 11f) schlägt sich die Ostwindphase in einem kräftigen Absinken des Oberflächensalzgehalts im Großen Belt nieder. Ein noch Ende April in der Vejsnäsrinne existierendes Temperaturminimum (Abb. 11g) zeigt hier sehr schön, daß die Temperaturerhöhung des Bodengewassers nur durch den horizontalen Zustrom ehemals oberflächennahen Belt- oder Kattegatwassers zustandekommt. Auch der Sturm am 19.4. hat offensichtlich nichts mit einer nach unten durchgreifenden Durchmischung dazu beigetragen.

5.2 Jade (TUBORG IV)

Im Gegensatz zu der unregelmäßigen, atmosphärisch angeregten Bodenströmung der Vejsnäsrinne sind in der Jade Gezeitenströmungen vorherrschend. Durch die Topographie ist auch hier die Hauptstromrichtung festgelegt. In Abb. 12 sind Geschwindigkeitsbeträge aus einem Ausschnitt der Meßzeit in allen Niveaus dargestellt. Die Geschwindigkeiten in 3.5m haben Spitzenwerte zwischen 80 und 90cm/s. Bemerkenswert ist ein ins Auge fallender Unterschied zwischen Ebbe- und Flutperioden: Die Flutphasen dauern länger an und haben eine charakteristische Zweiteilung des Maximums. Die Profile selber haben ein hervortretend unterschiedliches Aussehen: Abb. 13 zeigt die über jeweils eine Periode gemittelten Profile, also 16 Flut- und 17 Ebbprofile. Pro Mittelungsperiode wurden jedoch nur Werte mit einer vollentwickelten logarithmischen Strömung berücksichtigt (Korrelationskoeffizient $r \geq .95$, Definition von r in Kap. 6.1). Bei den Flutprofilen zeigt immer der zweitoberste Rotor das Geschwindigkeitsmaximum an, die obersten Werte scheinen zu niedrig zu sein, bezogen auf das Gesamtprofil. Bei den Ebbprofilen ist dagegen durchweg das zweitoberste Niveau zu niedrig im Verhältnis zum Gesamtprofil. Wahrscheinlich liegen diesen beiden Unterschieden zwischen Ebbe und Flut - einmal im Profil und einmal im Strömungsverlauf - jedoch unterschiedliche Ursachen zugrunde.

Die beiden oberen Rotoren liegen oberhalb der Aufhängung der Säule im Gestell, werden also von allen Rotoren am ungestörtesten (von allen Seiten symmetrisch) angeströmt. Es ist trotzdem denkbar, daß am Gestell Wirbelablösungen auftreten, zum Beispiel am Batteriegehäuse, die die Strömung gerade in den obersten Niveaus systematisch verfälschen. Damit wäre eine richtungsabhängige Abweichung von einem glatten Profil gerade bei hohen Geschwindigkeiten zu erklären. Diese Vermutung wird auch gestärkt, wenn man die über alle Werte gemittelten Profile von BRINKIB II und BRINKIB III betrachtet (Abb. 14). Die Form vom mittleren BRINKIB II-Profil weist die gleiche Charakteristik wie die

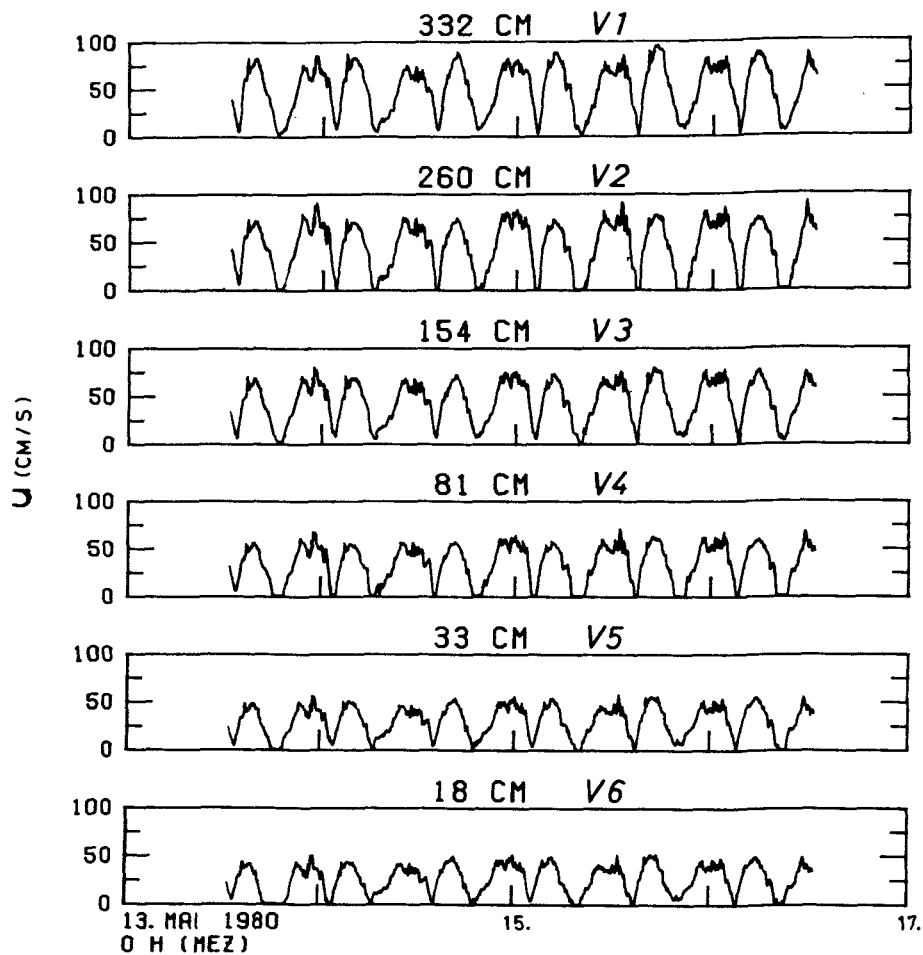


Abb. 12: TUBORG IV: Stromgeschwindigkeiten aus 6 Niveaus
(Ausschnitt aus dem Gesamtzeitraum)

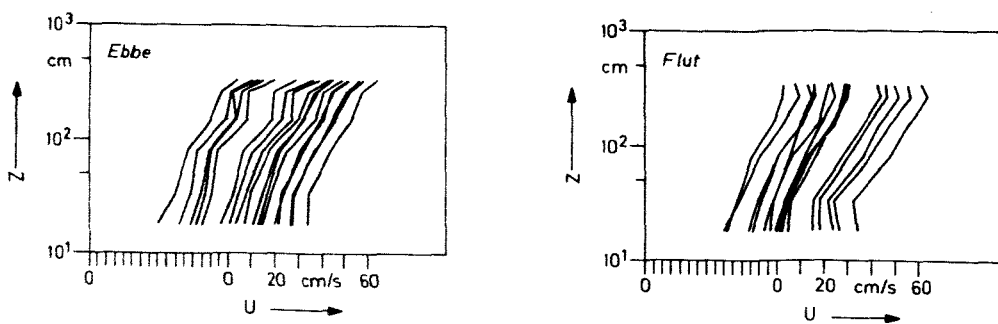
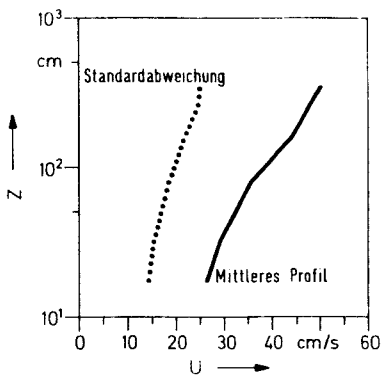
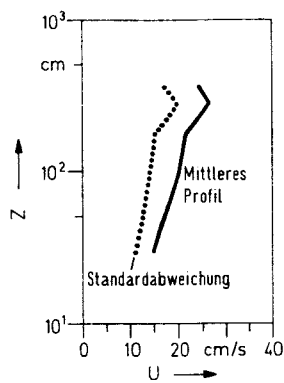


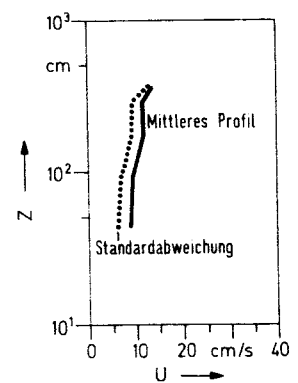
Abb. 13: TUBORG IV: a) Ebbeprofile b) Flutprofile
jeweils über 3 1/2 Std. gemittelt



a) TUBORG IV



b) BRINKIB II



c) BRINKIB III

Abb. 14: Über den Gesamtzeitraum gemittelte Profile

Flutprofile auf, die Form vom BRINKIB III-Profil ähnelt den Ebbe-Profilen. Tatsächlich lag während BRINKIB II Einstrom vor, während bei BRINKIB III nach der ersten Hälfte die Richtung auf Ausstrom drehte (Abb. 10b). Nach den Kompaßangaben unterschied sich die Ausrichtung der PMA in den beiden Phasen um 16° .

Der unterschiedliche zeitliche Verlauf der Strömung bezüglich Ebbe und Flut findet seine Erklärung wahrscheinlich im Einfluß der Topographie. Krause (pers. Mittlg.) findet bei Messungen im Weserästuar ebenfalls eine Verformung des Einstroms und erklärt dies für die Jade mit der Tatsache, daß weite Gebiete bei Niedrigwasser trockenfallen, so daß das ansteigende Wasser zunächst Priele füllt und sich dann über die Flachgebiete ausbreitet. Durch diese Querschnittserweiterungen innerhalb kurzer Zeit wird die Geschwindigkeit reduziert.

5.3 In-situ-Kalibrierung für die Dichtebestimmung

Es wurde folgendermaßen versucht, die In-situ-Kalibrierungen der Dichte anhand der Messungen durchzuführen:

Die Temperatur- und Leitfähigkeitsmessungen wurden zunächst nach den Eichpolynomen kalibriert, deren Gewinnung in Kap. 3.3.3 beschrieben wurde, und daraus wurden Salzgehalt und σ_T berechnet. Der Verlauf von σ_T für die drei Meßperioden in der Vejsnäsrinne ist in Abb. 10g gezeigt.

Neben dem oben beschriebenen Vorstoß einer Salzgehaltsfront während BRINKIB I treten Schwankungen um fast 5 σ_T -Einheiten in BRINKIB II auf, während in der dritten Phase σ_T nahezu konstant ist. Die σ_T -Differenz zwischen 327cm und 144cm weist hier jedoch in der vorläufig berechneten Weise abgesehen von geringen Schwankungen den Wert +0.17 auf. Auf der anderen Seite ergaben die TUBORG IV-Messungen eine σ_T -Differenz um -0.30 mit leichten Schwankungen (± 0.05) im Gezeitenrhythmus. Vergleiche mit Multisondenprofilen zeigen eine homogene Wassersäule für Hochwasser im Rahmen von $\Delta \sigma_T = 0.01$. Nach den BRINKIB III-Daten müßten die σ_T -Differenzen um +0.17, nach den TUBORG IV-Daten um -0.30 korrigiert werden. Offensichtlich unterlagen die Sensoren einer zeitlichen Drift.

Damit ist auch diese Methode der Kalibrierung zu spekulativ, um daraus die Dichteschichtung mit der erforderlichen Genauigkeit zu bestimmen. Varianzen um bis zu 0.1 über 183cm (die unbekannte wahre mittlere Versetzung außer Acht gelassen) würden jedoch Richardsonzahlen um 0.05 bis 0.8 bedeuten, die nach Kap. 3.3.3 durchaus einen Einfluß auf das Profil haben können.

Die Genauigkeit reichte aber aus, um zu zeigen, daß sich bis auf das erwähnte Durchströmen einer Front die betrachtete bodennahe Schicht außerhalb der Dichtesprungschicht befand.

5.4 Abschätzung des Einflusses der Erdrotation

Bei einer geostrophischen Strömung wird die logarithmische Schicht als unterster Teil einer Ekman-schicht interpretiert, in der die Coriolisablenkung gegenüber den Reibungskräften zu ver-

nachlässigen ist.

Messungen in der Tiefsee haben jedoch gezeigt, daß die durch den Corioliseinfluß hervorgerufene Drehung der Strömung in Abhängigkeit von der Tiefe entgegen dimensionsanalytischen Überlegungen nicht notwendig in der Ekmanschicht oberhalb der logarithmischen Schicht auftreten muß, sondern auch ganz im Bereich der letzteren liegen kann (Weatherly, 1972). Innerhalb der untersten 4m fand Weatherly eine Drehung um 10° .

In den hier auftretenden Wassertiefen $h < 32\text{m}$ ist insgesamt mit einer geringeren Drehung zu rechnen (Neumann & Pierson, 1966, S. 199). Außerhalb der Genauigkeit von $\pm 2^\circ$ konnte in der Jade keine Abweichung der beiden Richtungsanzeigen festgestellt werden. Während der Messungen in der Vejsnäsrinne war allerdings eine der beiden Richtungsanzeigen ausgefallen.

Also wird anhand der üblichen theoretischen Abschätzungen für den Einfluß der Coriolisbeschleunigung untersucht, ob in den beiden Gebieten eine Ekmanschicht am Boden existieren und gegebenenfalls Auswirkungen auf das Profil in der logarithmischen Schicht haben kann.

In der Jade ist die Strömung durch die halbtägige Gezeit in der Nordsee bestimmt, die bei vernachlässigbarer Schichtung die gesamte Wassersäule erfaßt. Der Deformationsradius $r = c/f$ (c : Phasengeschwindigkeit, f : Coriolisparameter) beträgt für Oberflächenwellen mit $c = \sqrt{gh}$ und $h = 16\text{m}$ $r = 12\text{km}$. Die Jade ist bei Wilhelmshaven ca. 2.5km breit und die Distanz zwischen den 10m-Tiefenlinien beträgt nur 1km . Ein Einfluß der Erdrotation ist hier nicht zu erwarten.

In der Vejsnäsrinne, die etwa durch die 20m-Tiefenlinien begrenzt wird, liegt eine Dichtesprungschicht zwischen 10m und 20m Tiefe. Bei einem Dichteunterschied zwischen Deckschicht und Rinnenwasser von $\Delta\rho/\rho = 5 \cdot 10^{-3}$ ist der interne Deformationsradius $r = 6\text{km}$ (in diesem Fall $c = g \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}$, mit h_1 und h_2 als Höhe der Schicht über bzw. unter der Sprungschicht). Der Abstand der 20m-Linien ist im Meßgebiet kleiner als 1km , mit großer Wahrscheinlichkeit ist auch hier die Erdrotation ohne Einfluß.

6. Ergebnisse aus der Profilmethode

In den folgenden Kapiteln wird untersucht, inwieweit die aus der Profilmethode berechneten Schubspannungen die tatsächlich am Boden wirksame Reibung beschreiben, die die Umlagerung des Sediments bewirkt. Das regionale Ziel der Untersuchungen ist es, aus den Profilmessungen Schubspannungen zu ermitteln, die dann auf die Langzeitmessungen von 2,5 Jahren übertragen werden können. Dazu müssen die Geschwindigkeiten in einem festen Niveau entsprechenden Schubspannungen zugeordnet werden können. In der Folge werden daher alle untersuchten Größen auf die Geschwindigkeit im obersten Niveau der PMA bezogen, die als annäherungsweise "ungestörte" Strömung U_0 angesehen wird. In der Literatur wird stattdessen häufig auf die Reynoldszahl $U \cdot z / \nu$ Bezug genommen, was nur den Unterschied um einen konstanten Faktor ausmacht. Eine andere Verallgemeinerung ist die Normierung durch u_* ; die Größe $u_*/U(z)$ ist jedoch die Wurzel aus dem Schubspannungskoeffizienten c_D (Gl. 4), der hier untersucht werden soll; diese Normierung bietet sich hier also nicht an.

6.1 Logarithmische Anpassung der Profile

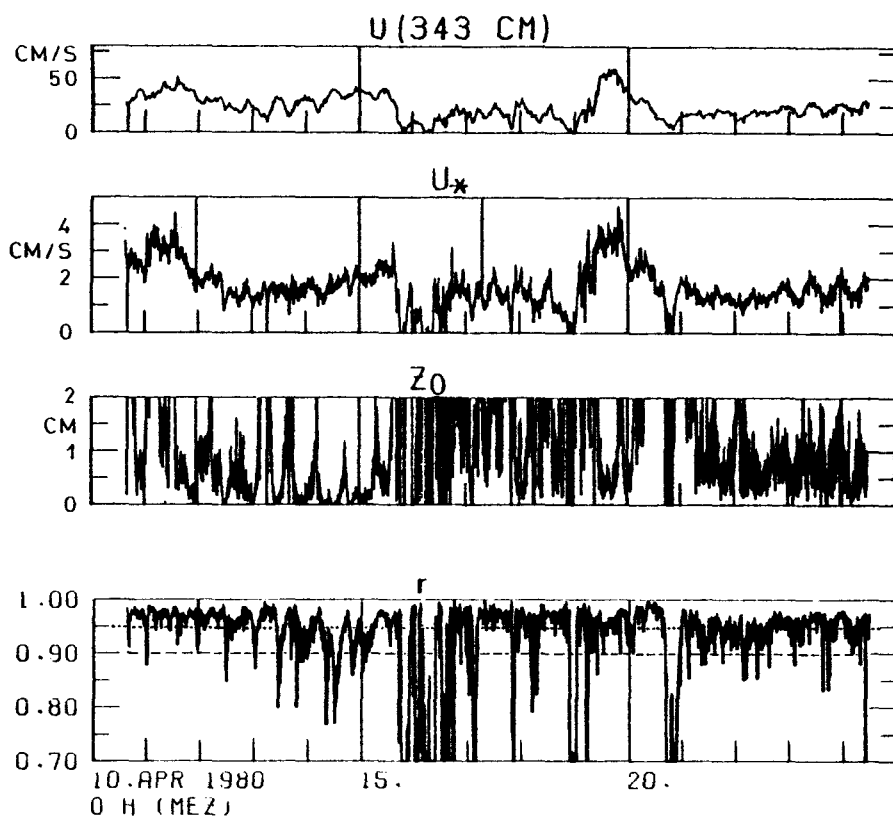
Aus den ungefilterten Geschwindigkeitszeitreihen wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und die Rauigkeitslänge z_0 entsprechend Gl. (2) sowie als Maß für die Güte der logarithmischen Anpassung der Korrelationskoeffizient berechnet:

$$r = \left[\frac{(\sum u_i \ln z_i)^2}{\sum (\ln z_i)^2 \cdot \sum u_i^2} \right]^{1/2} \quad (5)$$

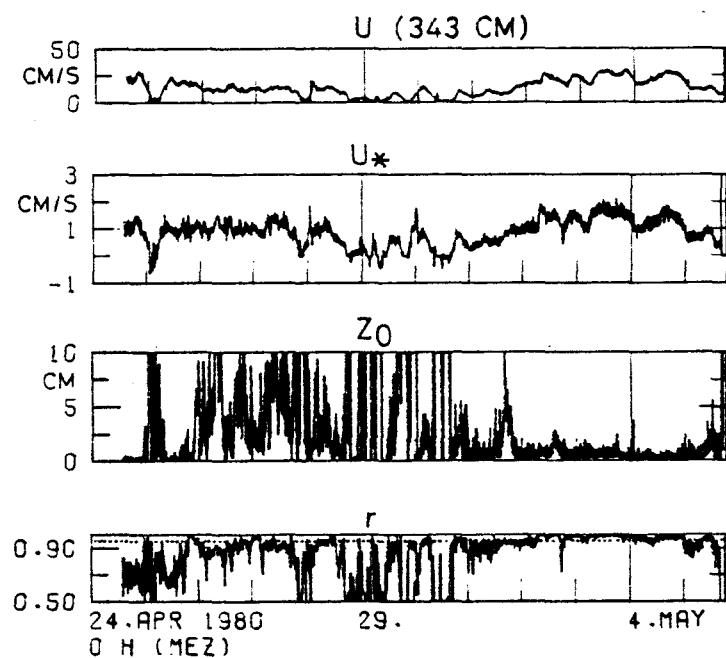
M ist die Anzahl der Meßniveaus. α wurde hier 0.4 gesetzt.

Die so erhaltenen Zeitreihen sind für BRINKIB II & III und für TUBORG IV in Abb. 15 dargestellt.

Die Signifikanzgrenze für Korrelationskoeffizienten bei einer logarithmischen Anpassung durch sechs Punkte ist für



a) BRINKIB II



b) BRINKIB III

Abb. 15: Zeitreihen für U_0 , u_* , z_0 , r
gestrichelte bzw. gepunktete Linie: 0.95- bzw. 0.99-Sig-
nifikanzniveau für den Korrelationskoeffizienten der
logarithmischen Anpassung

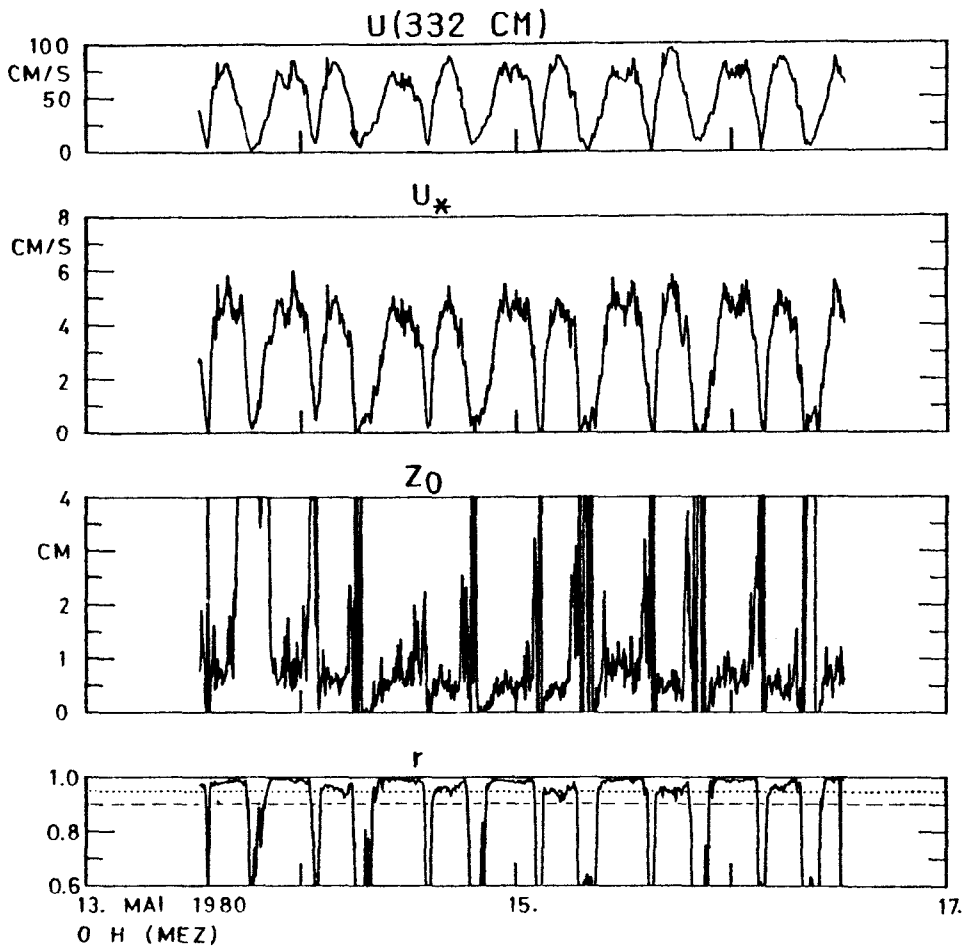


Abb. 15 c) TUBORG IV (Ausschnitt)

ein Wahrscheinlichkeitsniveau $\alpha=0.99$: $r=0.95$,
für $\alpha=0.95$: $r=0.90$.

Diese Signifikanz ist im allgemeinen vorhanden.

Der Korrelationskoeffizient ist in der Jade bei den Flutprofilen deutlich größer als bei den Ebbeprofilen. Der Grund dafür liegt wohl wieder in der stärkeren Verformung des Profils durch den unsymmetrischen Geräteeinfluß (s. Kap. 5.2).

6.2 Kritische Einschätzung der berechneten Parameter

U_* variiert erwartungsgemäß mit U_0 und erreicht Werte in der Vejsnäsrinne bis zu 4cm/s, in der Jade bis zu 6cm/s. Diese Werte sind recht hoch; für Feinsand liegt die kritische Erosionsschubspannungsgeschwindigkeit nach der Shieldskurve etwa bei

$u_{*cr} \approx 1 \text{ cm/s}$ (Yalin, 1972, S. 82). Damit würde also in der Vejsnäsrinne in hohem Maße Erosion stattfinden.

Die Rauigkeitslänge z_0 streut bis zu extremen Werten von über 30 cm hin. Diese unsinnigen Werte entstehen dann, wenn das Profil absolut nicht logarithmisch ist und bei einer Anpassung sogar womöglich eine negative Steigung der logarithmischen Kurve erzwingt. Aber auch neben diesen unsinnigen Werten variiert z_0 um mehrere Millimeter und liegt insgesamt in der Größenordnung von cm. Bei derart großen Rauigkeitslängen scheint es von vornherein ausgeschlossen, daß es sich um hydrodynamisch glatte Strömung handelt; bei $u_* = 0(1 \text{ cm/s})$ müßte dann $z_0 = 0(10^{-3} \text{ cm})$ sein. Für rauhe Strömung müßten für ein $z_0 = 0(1 \text{ cm})$ Rauigkeitselemente mit einer Äquivalentrauhigkeit nach Nikuradse (Schlichting, 1965) von der Größenordnung von 30 cm verantwortlich sein.

In der Jade besteht nun das Sediment aus Sandfraktionen bis zum Grobsand hin, Bodenformen in Form von Dünen mit 60 m Länge und 1 m Höhe umgeben die Meßstation. In Kap. 7.2 wird der Einfluß solcher Bodenformen auf die Strömung untersucht.

Das Sediment in der Sohle der Vejsnäsrinne ist ein Schlick-Sandgemisch mit ca. 60 Gewichtsprozent Sandanteil von $d > 63 \mu$ (Abb. 16, Werner, pers. Überlassung). In Kastengreiferproben findet man häufig vereinzelt Flinte mit einem Durchmesser von mehreren cm; an der Oberfläche liegen sie jedoch sehr dünn gestreut, ebenso vereinzelt treten Schillreste auf. Seitensichtsonarbeobachtungen weisen gerade in der Sohle der Rinne einen fast totalen Mangel an Bodenformen auf (Werner, persönl. Mitt.). In Abständen von Kilometern gibt es fleckenhafte Ansammlungen von Steinen, die allerdings bis zu 30 cm Durchmesser haben können. Dort sind manchmal Andeutungen von Kometenmarken zu erkennen. An einer Stelle gibt es auch eine vage Rippelbildung ($\lambda \approx 20 \text{ cm}$). Diese Flecken von erhöhter Rauigkeit sind aber alle mehr als 500 m von dem Meßort der PMA entfernt. Im näheren Meßgebiet ist die Bodenrauigkeit also allein durch die Korngrößenverteilung bestimmt, und damit sollte die Strömung nach den aus Tankergebnissen aufgestellten Kriterien glatt sein für $u_* < 5 \text{ cm/s}$.

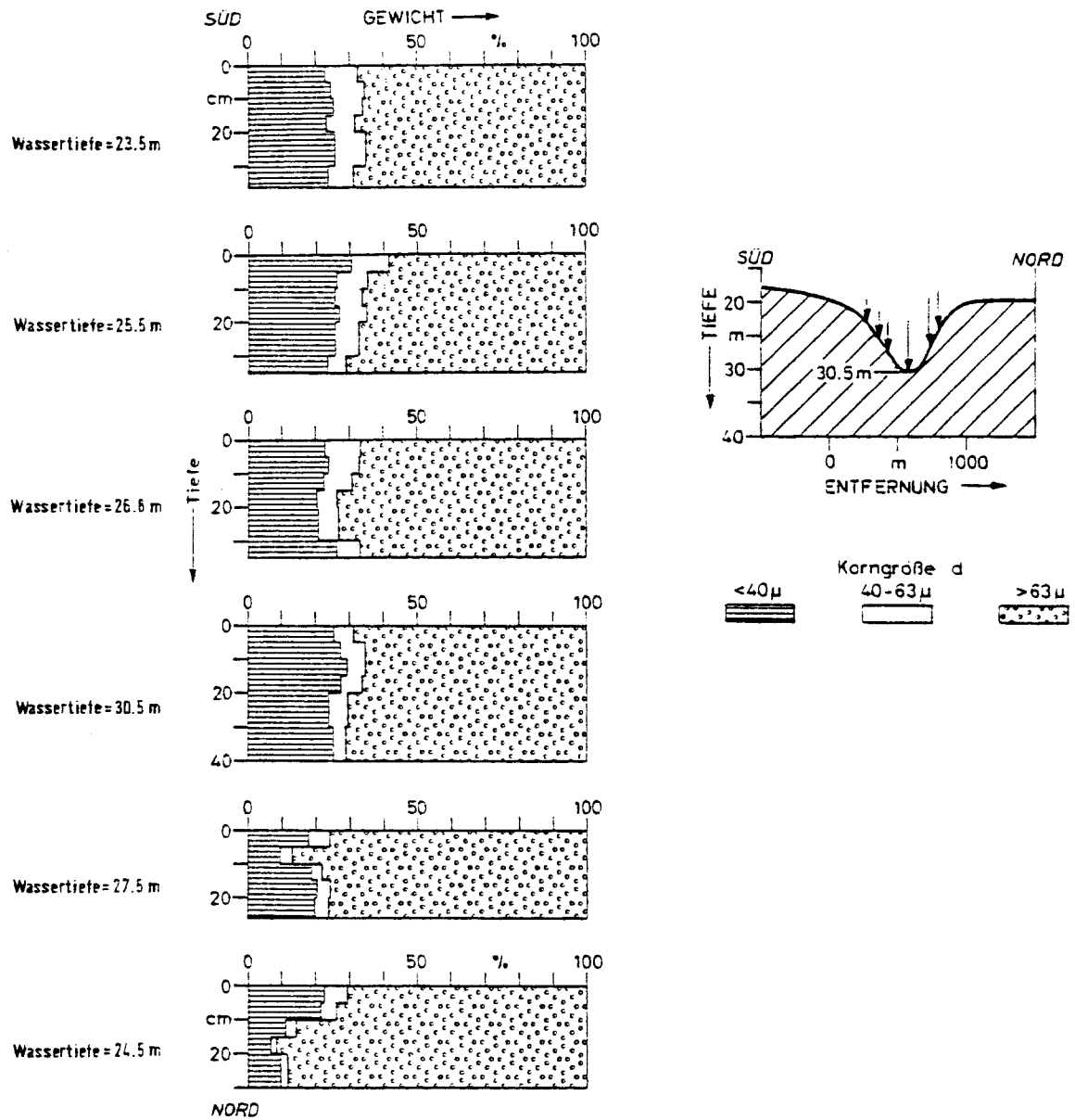


Abb. 16: Häufigkeitsverteilung von drei Korngrößenklassen in einem Schnitt quer zur Vejsnäsrinne (Werner, pers. Mitteilung.)

6.3 Signifikanztest unter Berücksichtigung aller Profile

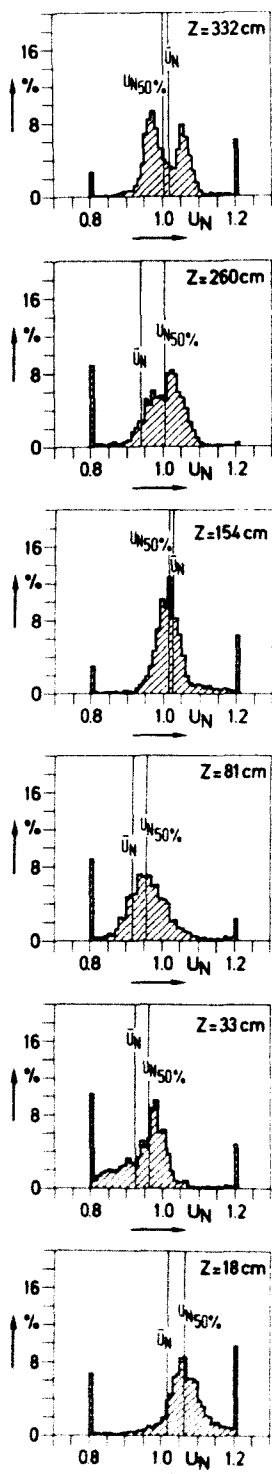
Bevor auf die obigen Unstimmigkeiten weiter eingegangen wird, soll die Frage, inwieweit die Profile tatsächlich signifikant logarithmisch sind und sich damit aus Gl.(2) die interessierenden Parameter berechnen lassen, noch auf weitere Art überprüft werden. Wegen der Instationarität liegen jeder Anpassung nur sechs Punkte zugrunde, und damit nur eine geringe Anzahl von Freiheitsgraden (4), dadurch ist die statistische Absicherung relativ schlecht. Um sich zur statistischen Absicherung die große Anzahl der Meßwerte zunutze zu machen, wurden die Geschwindigkeiten durch die Parameter u_* und z_0 und die jeweilige Tiefe normalisiert:

$$U_N(t, z) = \frac{u(z, t)}{u_*(t) / \bar{u} \cdot \ln(z/z_0(t))}$$

Die Verteilung der normierten Geschwindigkeiten für TUBORG IV und BRINKIB II ist in Abb. 17 dargestellt. Wenn die gemessenen Geschwindigkeiten das logarithmische Wandgesetz innerhalb gewisser statistischer Schwankungen erfüllen, dann müssen die normierten Geschwindigkeiten normalverteilt sein um den Mittelwert 1. Die normierten Geschwindigkeiten sind nun offensichtlich weder normalverteilt noch ist ihr Mittelwert 1. Das Auseinanderfallen von arithmetischem Mittelwert U_N und Medianwert zeigt die Asymmetrie der Verteilung, die aber in jedem Niveau eine andere ist. Bei BRINKIB II ist bis auf einen Fall U_N kleiner als der Medianwert. In den obersten Niveaus bei TUBORG IV tritt in der Bimodalität der Unterschied zwischen Flut- und Ebbeprofilen zutage, aber trotz der zu niedrigen Flutwerte ist der Mittelwert immer noch größer als 1, also zu hoch.

Tab. 3 gibt die Abweichungen des Mittelwerts vom Sollwert 1 in allen Niveaus an; sie sind unregelmäßig über die Tiefe verteilt. Zum Testen der Hypothese, daß diese Verteilungen dennoch nicht ausschließen, daß ihr wahrer Mittelwert 1 sei, dient die Prüfvariable

a)



b)

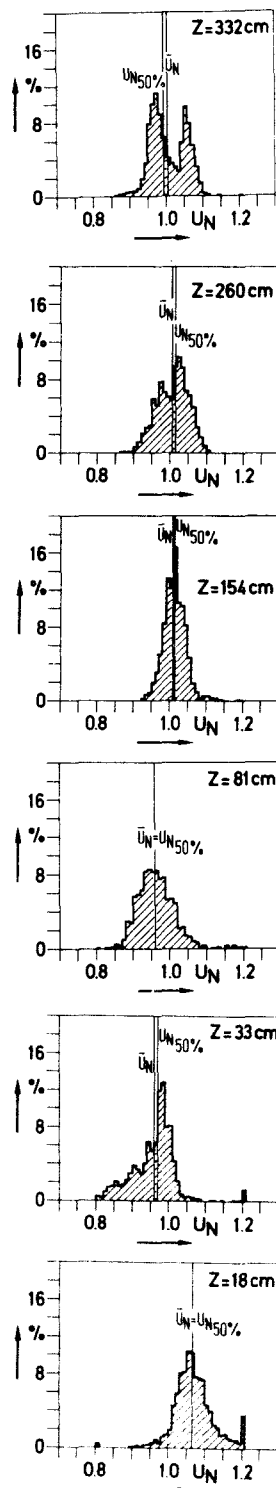
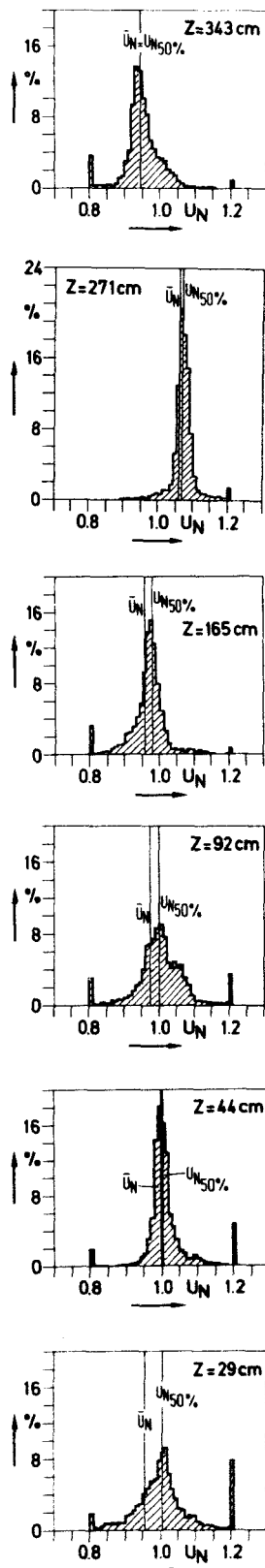
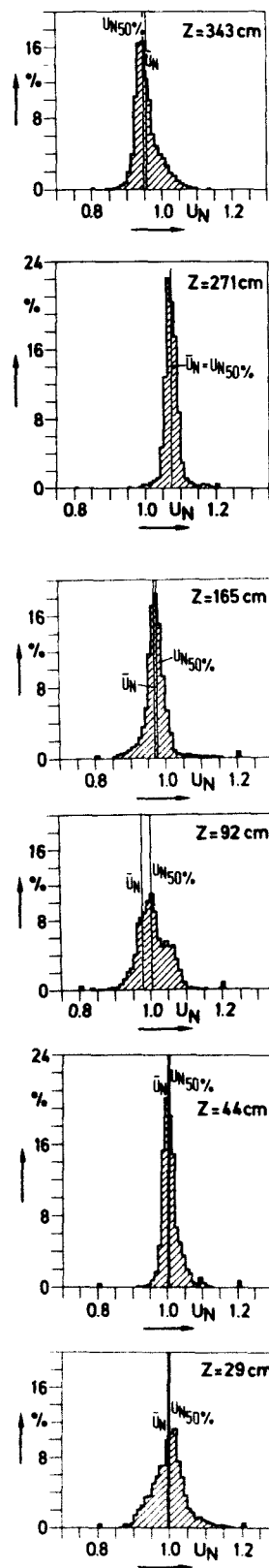


Abb. 17: Häufigkeitsverteilungen der normierten Geschwindigkeiten
 \bar{U}_N : arithmetischer Mittelwert
 $U_{N50\%}$: Medianwert, 50% aller Werte liegen über bzw. unter diesem Wert. Der Prozentanteil der Werte $U_N < 0.8$ und $U_N > 1.2$ ist unter dem Anteil von $U_N = 0.8$ und $U_N = 1.2$ summiert.
a) TUBORG IV, Berücksichtigung aller Werte
b) TUBORG IV, nur die Werte, für die $U(332\text{cm}) > 30\text{cm/s}$, wurden berücksichtigt

(c)



d)



c) BRINKIB II, Berücksichtigung aller Werte

d) BRINKIB II, nur die Werte, für die $U(343\text{cm}) > 18\text{cm/s}$,
wurden berücksichtigt

$$t = \frac{\bar{U}_N - 1}{s} \sqrt{N} \quad ,$$

(s : Varianz der Grundgesamtheit, N: Werteanzahl)

die bei normalverteilter Grundgesamtheit U_N t-verteilt ist (Bendat & Piersol, 1971). Durch die nunmehr hohe Anzahl von Freiheitsgraden (= Anzahl der Profile) ist es erforderlich, daß die Testvariable t

für ein Wahrscheinlichkeitsniveau von 0.95 kleiner als 1.65,
für eines von 0.999 kleiner als 3.09 ist.

Die tatsächlichen Werte für t stehen in Tab. 3, sie sind zum großen Teil erheblich größer als die kritischen Werte.

In Abb. 18 wird gezeigt, daß die Korrelation für niedrige Geschwindigkeiten extrem abfällt, die möglichen Gründe werden in Kap. 6.5 erörtert. Man kann die statistische Betrachtung nun also von vornherein nur für Geschwindigkeitswerte vornehmen, die einen bestimmten Grenzwert überschreiten, unterhalb dessen aus den später folgenden Überlegungen das logarithmische Gesetz sowieso nicht erfüllt ist. Tab. 3 und Abb. 17 b) und d) zeigen nun, daß damit nicht viel gewonnen ist. Zwar liegen Mittelwert U_N und Medianwert $U_{N50\%}$ nun dichter beisammen und durch den Wegfall der Extremwerte sind die Abweichungen der Mittelwerte von 1 fast in allen Niveaus kleiner geworden, aber die damit ebenfalls kleiner gewordenen Standardabweichungen bedingen, daß die Werte für die Testvariable meist noch größer wurden. Lediglich für die untersten drei Niveaus der BRINKIB II-Messungen sind die Werte für die Testvariable kleiner als die kritischen Werte oder liegen zumindest in deren Größenordnung.

Nachdem die Signifikanz der Einzelprofile hinreichend war, hält die Gesamtheit der Messungen offensichtlich einem solch harten Signifikanztest nicht stand, und die Hypothese des logarithmischen Gesetzes müßte hier verworfen werden. Bei BRINKIB II wird man davon ausgehen müssen, daß das Profil in erster Linie durch den Geräteeinfluß verzerrt ist und eventuelle Abweichungen des tatsächlichen Geschwindigkeitsprofils vom logarithmischen dadurch hoffnungslos überlagert sind; das gilt jedoch auch für die nach guter Signifikanz ausgewählten Daten. Auch die Mittelwertab-

Tab. 3: Statistik der normierten Geschwindigkeiten

a) TUBORG IV

Tiefe(cm)	alle Werte verwendet			nur Werte mit $U(332\text{cm}) \geq 30\text{cm/s}$ verwendet		
	$(\bar{u}_N - 1) \cdot 10^3$	Varianz	t	$(\bar{u}_N - 1) \cdot 10^3$	Varianz	t
332	22	.198	5.56	8	.065	5.33
260	-55	.212	12.98	7	.042	7.18
154	29	.204	7.11	13	.031	17.78
81	-76	.218	17.53	-38	.053	30.39
33	-66	.233	14.15	-39	.080	20.32
18	25	1.474	.85	67	.074	39.05

b) BRINKIB II

Tiefe(cm)	alle Werte verwendet			nur Werte mit $U(343\text{cm}) \geq 18\text{cm/s}$ verwendet		
	$(\bar{u}_N - 1) \cdot 10^3$	Varianz	t	$(\bar{u}_N - 1) \cdot 10^3$	Varianz	t
343	-53	.135	24.44	-45	.046	52.36
271	62	.144	26.81	73	.041	98.44
165	-43	.208	12.87	-31	.050	33.13
92	- 6	.140	2.67	3	.070	2.26
44	- 2	.162	.77	2	.138	.77
29	-16	.985	1.01	- 5	.075	3.56

weichungen von TUBORG IV (Tab. 3) zeigen keine Systematik, die auf eine andere Geschwindigkeitsverteilung schließen lassen, wenn man die Verteilung aller gemessenen Profile zugrundelegt, obwohl man hier durch die Umkehr der Strömung einen Ausgleich der gerätebedingten Verformung des Profils erwarten könnte.

Betrachtet man aber die bereinigten Verteilungen, so sind die Mittelwerte der oberen Niveaus und des untersten Niveaus zu hoch (Tab. 3). Das bestätigt die konkave Form des mittleren Profils (Abb. 14). Neben den Verzerrungen des Profils durch den störenden Einfluß des Gestells treten also auch systematische Abweichungen vom logarithmischen Profil auf.

6.4 Wahl des Mittelungsintervalls

Bei Betrachtungen der mittleren Geschwindigkeit in Grenzschichtprofilen ist die Frage nach der Länge des Mittelungsintervalls von erheblicher Bedeutung. Naheliegenderweise ist sie nach unten begrenzt durch die charakteristischen Zeitskalen der Turbulenz, nach oben durch die Zeitskalen, in denen die Strömung U langsam variiert; da das logarithmische Wandgesetz für stationäre Strömung gilt, sollte innerhalb des Mittelungsintervalls T_{av} wenigstens die Bedingung der Quasistationarität erfüllt sein.

Weatherly (1972) nennt als typische Zeitskala für die Turbulenz der logarithmischen Grenzschicht $T = H_{ln}/u_*$, wobei H_{ln} die Dicke der logarithmischen Schicht ist. Da sich der turbulente Impuls mit der charakteristischen Geschwindigkeit u_* ausbreitet, ist T eine sinnvolle Zeitskala für die turbulenten Vorgänge in der logarithmischen Schicht. Im hier betrachteten Fall wäre das ($H_{ln} \approx 3m$, $u_* \approx 1cm/s$) $T \approx 5min$.

Weatherly & Wimbush (1980) stellen zwar fest, daß der Korrelationskoeffizient r der logarithmischen Anpassung bei einer Verlängerung des Mittelungsintervalls bis zu 24 Stunden selbst in einer gezeitenüberlagerten Strömung immer besser wird. Damit wird aber der Bedingung der Stationarität überhaupt nicht mehr entsprochen. Aus diesem und noch einem anderen Grunde schien es

nicht sinnvoll, das Mittelungsintervall über mehrere Stunden zu wählen. Im Zusammenhang mit der Frage nach der Entstehung der vorgefundenen Bodenformen sind gerade die Spitzenwerte der Bodenschubspannungen interessant, die bei der Ausdehnung des Mittelungsintervalls natürlich mehr und mehr verloren gehen. Gerade bei den also hier interessierenden hohen Geschwindigkeiten ist der Korrelationskoeffizient ohnehin am größten (Abb. 18).

Also sollte das Mittelungsintervall hier so klein wie möglich und so groß wie nötig gewählt werden. Um bei stationärer Turbulenz die wahre mittlere Geschwindigkeit \tilde{U} bis auf einen Fehler

$$(a^2 \cdot 100)\% = \frac{|U - \tilde{U}|^2}{\tilde{U}^2}$$

durch ein zeitliches Mittel U über eine Zeit T_{av} zu erhalten, muß dieses Zeitintervall

$$T_{av} \approx 2 \cdot T_i \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\tilde{U}^2 a^2}$$

betragen, wobei T_i die integrale Zeitskala ist (Monin & Yaglom, 1971). Da hier aber nicht die Turbulenz gemessen wurde, liegt keine Information über $\overline{u'^2}$ vor.

Lesht (1980) untersuchte die Abhängigkeit logarithmischer Profile vom Mittelungsintervall und fand, daß der Prozentsatz logarithmischer Profile (wofür er als Kriterium $r \geq 0.95$ benutzte) unabhängig vom Mittelungsintervall wird, sobald dieses größer als das 20fache der Integralskala der Turbulenz, T_i , wird. Diese Zeitskala erhielt er durch Integration der Autokorrelationsfunktion der turbulenten Geschwindigkeitsanteile, und sie betrug 5s in einer Gezeitenströmung mit 20cm/s als Spitzenwerten und $u_* = 0.9$ cm/s. Nach Wyngaard (1973) kann bei Annahme der eingefrorenen Turbulenz die Integralskala auch durch $T_i = z/U$ abgeschätzt werden. Das ist für $z = 3$ m und einem mittleren U von 30cm/s $T_i = 10$ s. Ab $T_{av} = 3.3$ min ist das Mittelungsintervall danach ohne signifikanten Einfluß auf das Profil. Das könnte auch die schlechte Korrelation bei Geschwindigkeiten $U_0 < 25$ cm/s in der Vejsnäsrinne erklären, da nach Wyngaard bei niedrigeren Geschwin-

digkeiten T_i größer wird. Aber zumindest bei der Gezeitenströmung der Außenjade ist wahrscheinlich eher die Verformung des Profils beim Nulldurchgang für die geringe Korrelation verantwortlich zu machen.

Aus diesen Überlegungen heraus scheint es angemessen, das Mittelungsintervall gleich dem Abtastintervall $T_{av}=5\text{min}$ zu belassen, um Perioden mit maximaler Strömung zu erfassen und gleichzeitig die Bedingung zu erfüllen, über die turbulenten Ereignisse zu mitteln.

6.5 Der Korrelationskoeffizient in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Aus den Zeitreihen des Korrelationskoeffizienten für die logarithmische Anpassung r und der Geschwindigkeit U_0 (Abb. 15) sieht man bereits, daß r kleiner wird mit abnehmendem U_0 . Dieser Effekt ist in Abb. 18 deutlich hervorgehoben, in der die Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten von U_0 aufgetragen ist, wobei r über Geschwindigkeitsintervalle gemittelt wurde. Die Balken geben die 0.95-Konfidenzintervalle für den gefundenen Mittelwert an. Die gestrichelte Linie gibt die nach dem Signifikanztest für eine 6-Punkte-Anpassung erforderliche Grenze für das 0.95- bzw. 0.99-Wahrscheinlichkeitsniveau an. Für die Anpassung der Werte aus der Ersatz-Profilmeßanlage wurden die Messungen aus 5m Bodenabstand nicht verwendet.

Für TUBORG IV und BRINKIB II liegt der Korrelationskoeffizient oberhalb der Signifikanzgrenzen bis zu einer kritischen Geschwindigkeit, unterhalb derer das logarithmische Profil sich offenbar auflöst. Für BRINKIB III und für die Ergebnisse aus der Ersatz-PMA fällt diese kritische Geschwindigkeit nicht mit dem Schnittpunkt der Signifikanzgrenze mit der Kurve, die durch den Verlauf der Werte beschrieben wird, zusammen; hier liegen ohnehin fast alle Werte unter der Signifikanzgrenze. Bei der Ersatz-PMA kann diese schlechte Korrelation an dem die Strömungsmessung zu sehr beeinflussenden Aufbau der Gerätesäule liegen. Bei BRINKIB III liegen der logarithmischen Anpassung jeweils nur 5 statt 6 Punk-

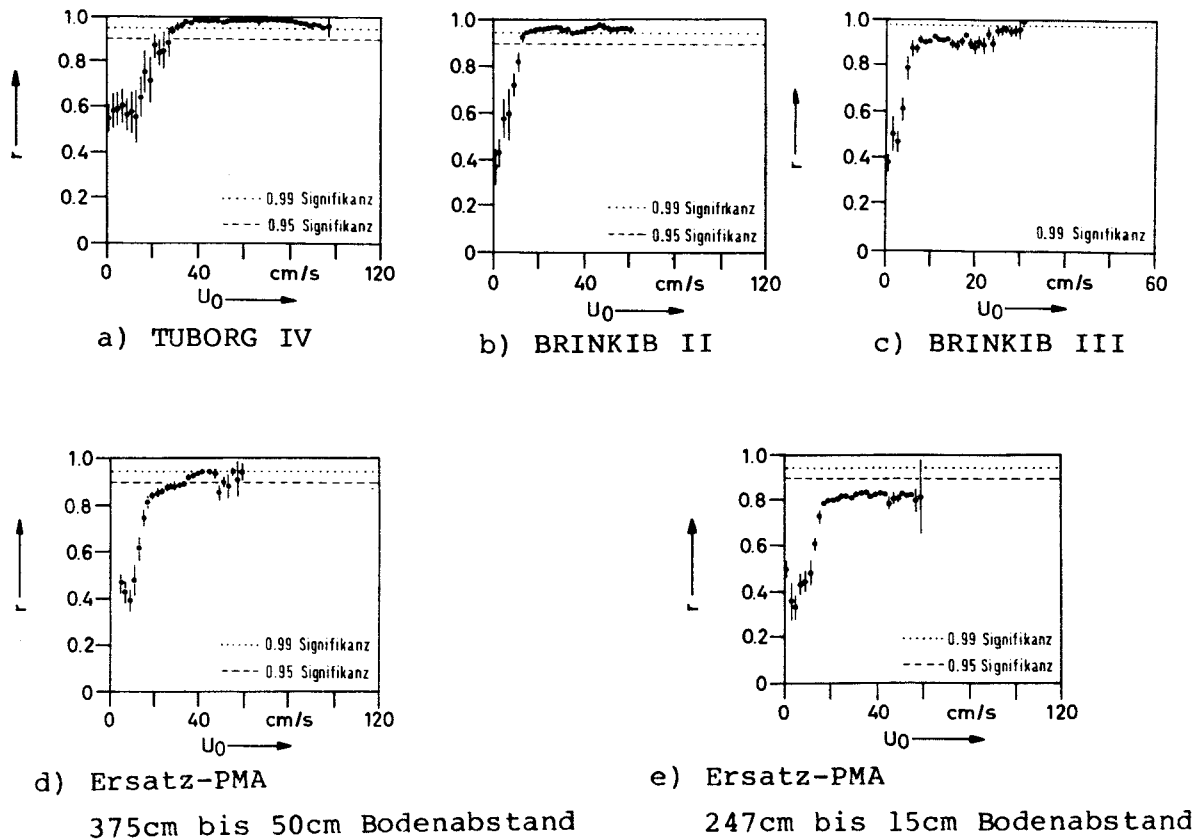


Abb.18: Korrelationskoeffizient r als Funktion der Geschwindigkeit U_0 im obersten Niveau (Balken: 95%-Vertrauensgrenzen)

ten zugrunde. Trotzdem ist der Korrelationskoeffizient insgesamt schlechter als bei BRINKIB II und übersteigt die entsprechend höheren Signifikanzgrenzen nur für Geschwindigkeiten $U_0 \geq 30$ cm/s. Nach Abb. 15b und 10b wird die Anpassung erst nach dem Richtungswechsel von Einstrom auf Ausstrom am 30.4. besser; hier kann also wieder die Asymmetrie des Geräts eine Rolle spielen. Dennoch ist der Effekt der sprunghaft schlechteren Korrelation bei abnehmenden Strömungsgeschwindigkeiten U_0 bei allen Meßphasen gleich, unterschiedlich ist allerdings die begrenzende kritische Geschwindigkeit. Abb. 18 zeigt, daß diese bei allen Meßreihen in der Vejsnäsrinne kleiner ist als in der Außenjade.

In der Gezeitenströmung könnte die Auflösung des logarithmischen Profils bei niedrigen Geschwindigkeiten damit zu erklären sein,

daß die Reibung in einer erzwungenen oszillierenden Strömung in Bodennähe eine von der Tiefe abhängige Phasenverschiebung erzwingt, die das Strömungsprofil besonders in der Nähe der Nulldurchgänge verzerrt (Lamb, 1932). Profilmessungen über die gesamte Wassersäule bei früheren Meßeinsätzen in diesem Gebiet bestätigen dieses Verhalten.

In der Vejsnäsrinne bleibt die Frage, warum unterhalb von ca. 15cm/s das Strömungsprofil nicht mehr logarithmisch ist. Weatherly & Wimbush (1980) finden bei Messungen in der Nähe der Bahamas in 4000m Tiefe ein logarithmisches Profil bis unter $U_0=10\text{cm/s}$ sogar über die untersten 5m über dem Boden ausgeprägt erhalten. Für eine gewisse Verschlechterung ihrer Anpassung machen sie das mit sinkender Geschwindigkeit schlechter werdende Verhältnis von Mittelungsintervall zur integralen Zeit $T_i=z/U(z)$ verantwortlich. In der Tat ist T_i für 15cm/s bereits 22s und damit ist das Mittelungsintervall hier nicht mehr das von Lesht (1980) geforderte 20-fache von T_i . Auch bei den Untersuchungen von Lesht ist der Übergang von schlechten zu guten Werten reichlich abrupt.

6.6 Schubspannungsgeschwindigkeit und Rauheitslänge in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Beim Betrachten der Zeitreihen von u_* und z_0 tauchten bereits Zweifel an der richtigen Größenordnung der berechneten Werte auf, wenn sie mit den klassischen Ergebnissen der Hydraulik verglichen werden.

Abb. 20 zeigt z_0 in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit U_0 im obersten Niveau der PMA; es bestätigt sich, daß z_0 insgesamt größer als eine der Korngröße entsprechende Sandrauheit nach Nikuradse ist (s. Schlichting, 1965, S.575), und zusätzlich zeigt sich eine systematische Abnahme von z_0 mit wachsender Geschwindigkeit, gleichzeitig nimmt die Signifikanz zu. An beiden Meßorten liegt z_0 in der Größenordnung von 1cm. Auch die Messungen mit der E-PMA ergeben diesen Wert; die Werte streuen zwar stärker, aber auch hier ist die Abnahme von z_0 mit U_0 deutlich.

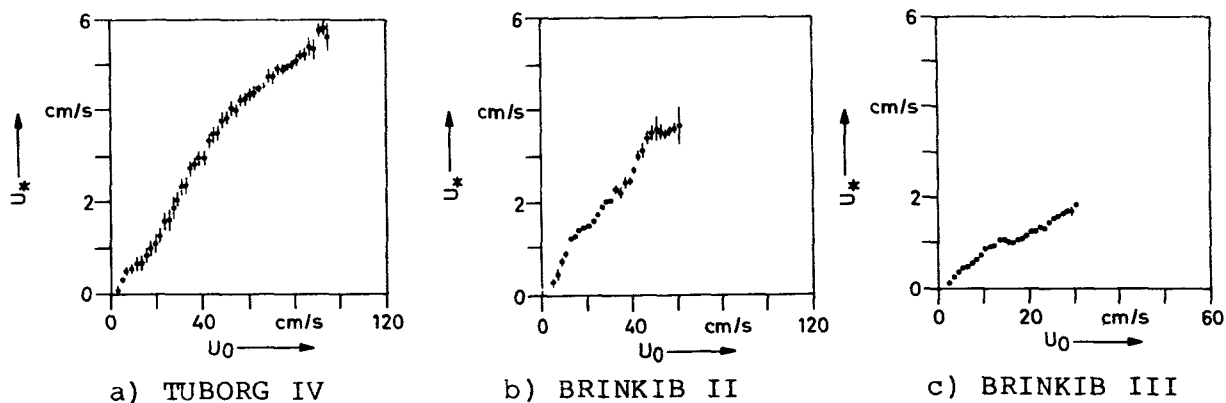


Abb. 19: Schubspannungsgeschwindigkeit u_* in Abhängigkeit von U_0

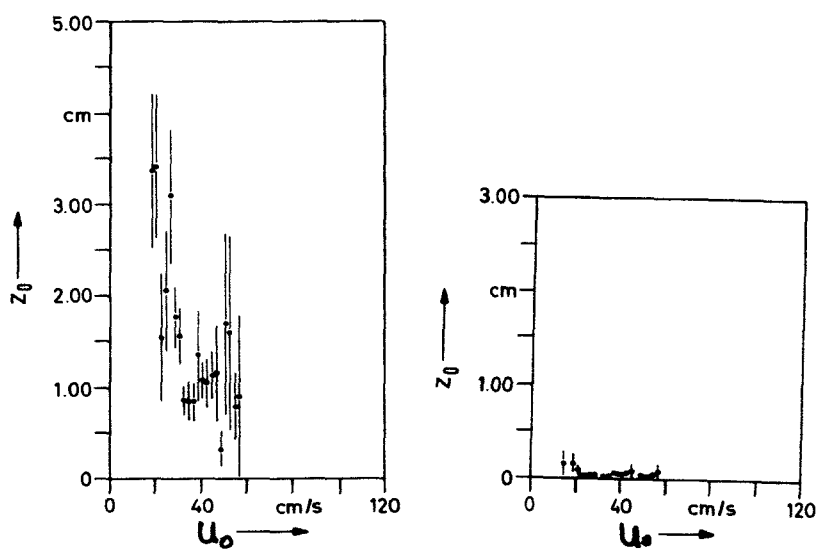
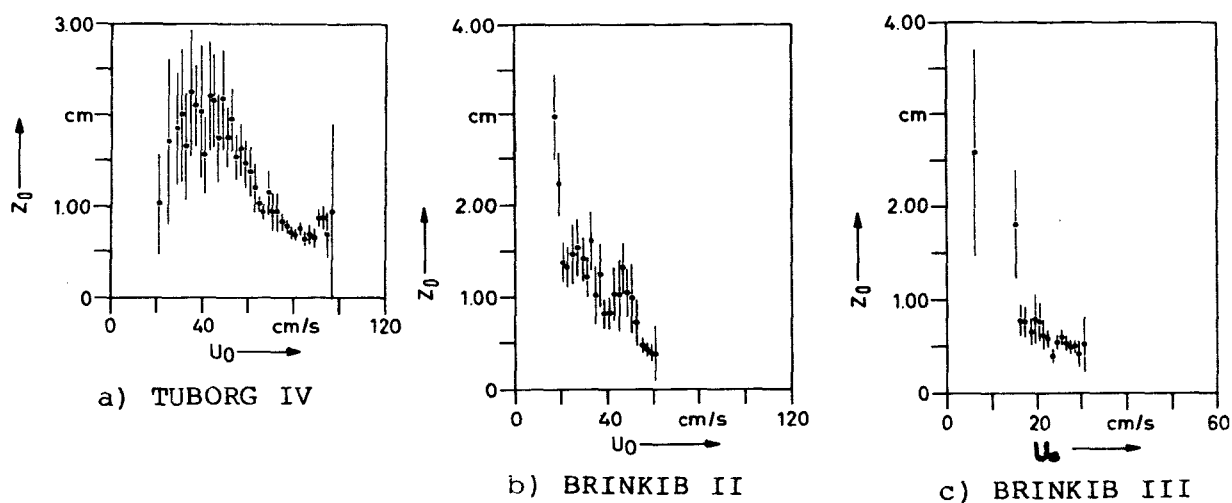
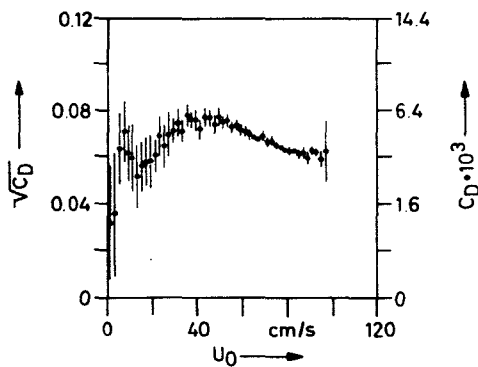


Abb. 20:
Rauigkeitslänge z_0
in Abhängigkeit von U_0

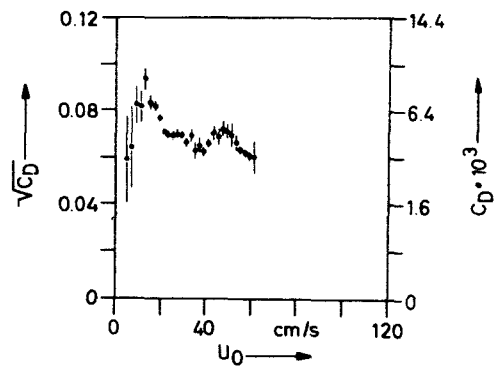
d) Ersatz-PMA
375cm bis 50cm

e) Ersatz-PMA
247cm bis 15cm Bodenabstand

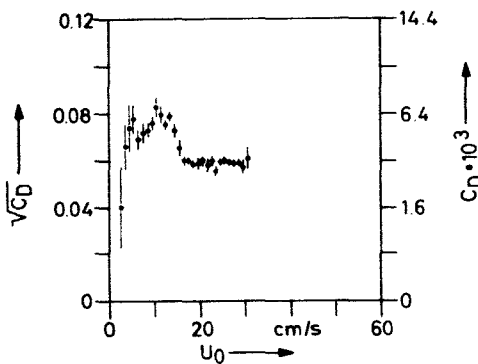
In Abb. 19 ist die Abhängigkeit von u_* von U_0 aufgetragen. Das Quadrat der Steigung dieser Kurve gibt den Schubspannungskoeffizienten c_D , der im Falle rauher Strömung eine Konstante ist; mit c_D kann aus der Geschwindigkeitsmessung in einem Niveau die Schubspannung berechnet werden. Offensichtlich ist die Beziehung zwischen U_0 und u_* aber keine Gerade; dies wird noch deutlicher in Abb. 21. Nach Gleichung (2) ist $\sqrt{c_D} = \frac{u_*}{U_0} \ln(z/z_0)$



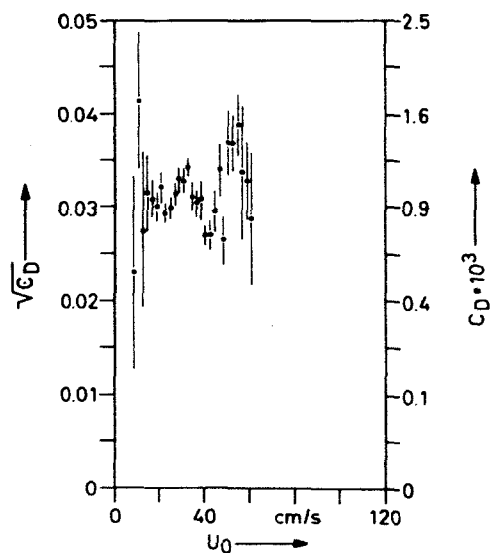
a) TUBORG IV



b) BRINKIB II



c) BRINKIB III



d) Ersatz-PMA

aus 247cm bis 15cm Bodenabstand

Abb. 21: Schubspannungskoeffizient c_D in Abhängigkeit von U_0

und damit spiegelt sich hier also die Abnahme von z_0 mit U_0 wieder.

Nun wird man einwenden können, daß die Variabilität von z_0 ja nur logarithmisch in c_D eingeht und damit zu vernachlässigen ist. Abb. 20b zeigt jedoch, daß z_0 um bis zu einem Faktor 10 variieren kann, das bedeutet Varianz um einen Faktor 2 in c_D . Betrachtet man ferner die Geschwindigkeitsverteilung in der Vejsnäsrinne (Abb. 34c), wo zu dem häufigsten Wert bei Einstrom $U_0 \approx 25 \text{ cm/s}$ und dem Spitzenwert $U_0 \approx 65 \text{ cm/s}$, je nach verwendetem c_D ein Schubspannungsintervall von

$\tau = 1.56 \text{ cm}^2/\text{s}^2$	bis $10.56 \text{ cm}^2/\text{s}^2$	($c_D = 2.5 \cdot 10^{-3}$) oder von
$\tau = 3.12 \text{ cm}^2/\text{s}^2$	bis $21.12 \text{ cm}^2/\text{s}^2$	($c_D = 5.0 \cdot 10^{-3}$) gehört,

dann ergibt sich angesichts der Frage, welche kritischen Geschwindigkeiten denn für das vorgefundene Sediment verantwortlich sind, eine entsprechende Würdigung von z_0 .

Die Diskrepanz der vorliegenden Messungen zu den Ableitungen aus der Prandtltheorie aus Strömungskanaluntersuchungen ist also augenfällig: Die Werte von z_0 sind zu groß und weisen neben einer starken Streuung auch eine systematische Änderung mit wachsender Geschwindigkeit auf.

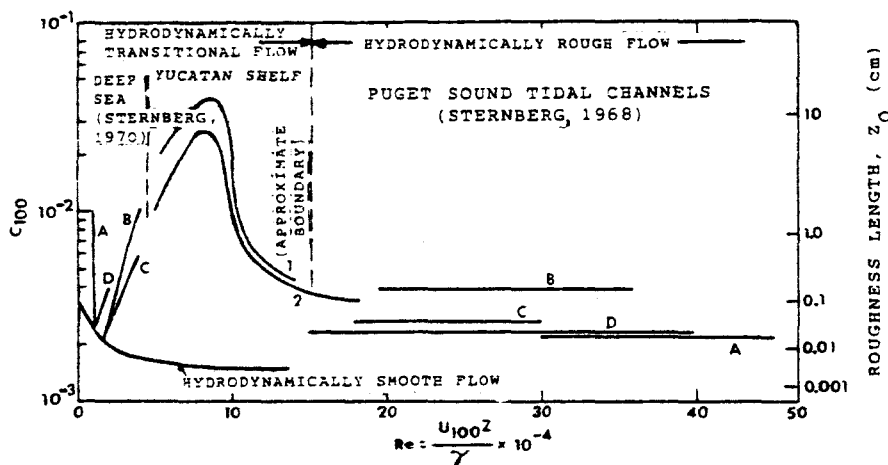
6.7 Die Rauigkeitslänge in anderen ozeanischen Grenzschichtuntersuchungen

Ein Blick auf andere Messungen zeigt, daß in ozeanischen Grenzschichten das über die Profilmethode gewonnene z_0 in der Tat weit streut.

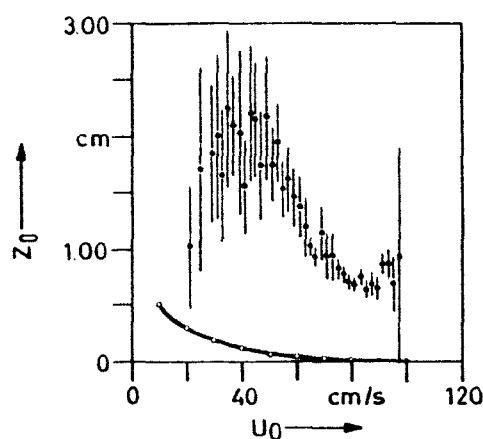
Soulsby (1977) nennt $z_0 = .5 \text{ cm}$ eine typische Größe für Sandboden mit Rippeln in einem Gezeitenstrom.

Sternberg (1968) stellt in einem Überblick fest, daß z_0 von 10^{-3} cm bis 3 cm gemessen wurden. Aus seinen eigenen Messungen über verschiedenen Böden im Flachwasser, wo er ebenfalls jeweils eine Streuung über eine Größenordnung (!) für c_D findet, leitet er eine Unterteilung der Reynoldszahl $Re = U \cdot z / \nu$ in einen rauen Bereich (mit wenig Streuung von c_D) und einen Übergangsbereich rauh-glatt (mit großer Streuung von c_D) ab.

Die starke Streuung im Übergangsbereich - das ist nach Sternbergs Daten der Bereich $Re < 15$ und damit $U(100\text{cm}) < 15\text{cm/s}$ - kann meines Erachtens auch daher rühren, daß das Verhältnis von Mittelungsintervall (hier 10min) und integraler Zeitskala (s. Kap. 6.4) zu klein wird, als daß man das logarithmische Wandgesetz noch anwenden kann. Dabei sind bemerkenswerterweise die c_D -Werte (und damit die z_0 -Werte) des "Übergangsbereiches" im Mittel größer als die des rauhen Bereiches. Das steht im Widerspruch zu zahlreichen Tankergebnissen (Schlichting, 1965, S.575), nach denen z_0 im Übergangsbereich ein Minimum hat. Die Tendenz, bei niedrigen



a)



b)

Abb. 22: a) Abhängigkeit der Rauigkeitslänge z_0 von der Reynoldzahl (aus Sternberg, 1976)
b) Abhängigkeit der Rauigkeitslänge z_0 von U_0 aus Vincent & Harvey (1976) (durchgezogene Linie) im Vergleich zu den Werten aus TUBORG IV

Reynoldszahlen ein sehr hohes z_0 zu finden, verstärkt sich noch in den Untersuchungen von Sternberg (1976) (s. Abb. 22 a). Hier zeichnet sich eine deutliche Parallele zu der hier gefundenen Abnahme von z_0 mit U_0 ab.

Dyer (1980) stellte in flachen Gezeitengebieten mit Rippeln fest, daß generell bei niedrigen Geschwindigkeiten z_0 größer ist als bei hohen. Die Variabilität schreibt er zum Teil der Verformung der Rippeln, und damit der Änderung des Formwiderstandes, zum anderen Teil einer erhöhten Schicht von nahe dem Boden transportiertem Sediment ("bedload transport") zu. Zumindest der letztere Faktor bewirkt allerdings eine Erhöhung von z_0 für wachsendes U_0 (s. Kap. 7.2).

Ludwick (1975) findet bei Messungen in einem flachen Gezeitengebiet, daß zwei Drittel der Werte zwischen $c_D(100)=3.5 \cdot 10^{-3}$ und $5.4 \cdot 10^{-2}$ liegen, das entspricht Rauigkeitslängen von $z_0=.12\text{cm}$ bis $z_0=17.88\text{cm}$! Allerdings nimmt c_D hier mit wachsender Strömung zu. Ludwick schreibt diese Änderung dem Wandel der Bodenformen zu.

Heathershaw (1976) erhält aus Fluktuationsmessungen Schwankungen von c_D um bis zu 30% an der gleichen Meßstation, seine Interpretation geht auf das unregelmäßige Auftreten von "bursts" zurück, die den Hauptanteil der am Boden wirkenden Schubspannung ausmachen.

Interessant ist auch die Argumentation von Wimbush & Munk (1969). Aus der Kenntnis der kleinskaligen Bodenrauigkeit leiten sie ab, daß die Strömung hydrodynamisch glatt sein muß und berechnen daher u_* nach Gl. (3) und (2). Da die somit erhaltenen Werte für u_* aus $z=160\text{cm}$ größer sind als die aus kleineren Bodenabständen, folgern sie, daß die logarithmische Grenzschicht nur bis ca. 1m reicht. Die Konsistenz der u_* für die unteren Niveaus wird allerdings nur durch jeweils dicht übereinanderliegende Niveaus belegt (W&M, fig.4a,b), für die die Geschwindigkeiten U (und damit u_*) selbstverständlich kaum voneinander abweichen. Ein Vergleich von u_* aus weiter auseinanderliegenden Niveaus wäre hier aufschlußreich. Nur in einer Fußnote bemerken Wimbush & Munk, daß die Anpassungsmethode nach Gleichung (2) hier nicht anwendbar ist, da

dann z_0 mit U variieren würde! Offensichtlich ergibt eine Anpassung bis $z > 160 \text{ cm}$ höhere Werte für u_* und auch für z_0 . Auf die Methode, u_* über glattem Boden zu berechnen, werde ich in Kap. 9 noch zurückkommen.

Allgemein wird das Abweichen von z_0 in ozeanischen Grenzschichten von $k_s/30$ (k_s : Sandrauigkeit) im rauhen oder von $\nu/9 \cdot u_*$ im glatten Fall der Einwirkung der größerskaligen Bodenformen zugeschrieben. Für die systematische Verringerung von z_0 mit U_0 finden sich weniger gezielte Hinweise, obwohl es durchaus auch häufig Anzeichen dafür gibt, wenn man die Meßreihen anderer Autoren daraufhin prüft (s. z.B. Sternberg, 1976).

Bei Profilmessungen über 3m im Flachwasser der südlichen Nordsee stellten Vincent & Harvey (1976) eine Abnahme von z_0 mit $U(10\text{m})$ um mehr als eine Größenordnung fest, die sich mittels einer Regression durch $\ln(z_0) = -4.94 \cdot U(10\text{m}) - 4.79$ darstellen läßt (z_0 in m). Die Abnahme ist allerdings wesentlich krasser und die Werte für z_0 sind insgesamt kleiner als die hier gefundenen (Abb. 22 b). Die vorgeschlagene Erklärung von Vincent & Harvey, daß stärkere Strömung größere Wirbel produziert, die dann nicht mehr so weit in die Zwischenräume zwischen den Rauigkeitselementen eindringen können, womit die Differenz zwischen der Ebene $z=0$ und der Höhe der Rauigkeitselemente kleiner wird, ist allerdings nicht voll überzeugend. Nach der Kolmogorovtheorie ist die kleinste und damit der Dissipation unterworfenene Turbulenzskala

$\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ (Tennekes & Lumley, 1972, S. 20); ε ist die pro Zeit- und Masseneinheit dissipierte Energie. Bei größerer Energiezufuhr aus der mittleren Strömung wird die Dissipationsrate größer und damit die kleinste Längenskala am Boden kleiner. Auf diesen Effekt ist letztendlich ja auch das Verhalten von z_0 bei glatter Strömung zurückzuführen ($z_0 = \nu/9 \cdot u_*$). Aber für glatte Strömung ist auch bei Vincent & Harvey z_0 wieder zu groß.

McLean (1981, unveröff.) findet bei Messungen am gleichen Ort in der Jade (TUBORG V) bei Mittelung über mehrere Gezeitenzyklen ebenfalls eine kontinuierliche Abnahme von z_0 zum Geschwindigkeitsmaximum hin, die Werte liegen in der gleichen Größenordnung wie die PMA-Ergebnisse. McLean interpretiert dieses Verhalten mit

der Auflösung von kleinskaligen Rippeln ($\lambda=20\text{cm}$, $H=1\text{cm}$) bei Maximalgeschwindigkeiten, die er angeblich aus Sequenzen von Echolotprofilen herausliest.

In der Arbeit von Weatherly & Wimbush (1980) werden Zeitreihen von U und z_0 gezeigt (fig. 10), aus denen sich deutlich eine Abnahme von z_0 mit wachsender Geschwindigkeit erkennen läßt; z_0 ist auch hier 0.5cm . Das gleiche Verhalten von z_0 ist auch bei Steedman (1975) zu finden: Steedman führte Reynoldsstress- und Profilmessungen in den untersten 150cm über einem sandigen Flachwasserboden durch. Er berechnete mittels der Reynoldsstresswerte c_D und damit z_0 , das in der Größenordnung von mm lag und damit der Sandrauhigkeit entsprach. Betrachtet man jedoch die Profile der mittleren Geschwindigkeit (fig. 8.3.1), so treten dort Rauheitslängen von mehreren cm auf, die abnehmen, wenn sich die Geschwindigkeit erhöht. Der Unterschied zwischen Schubspannungswerten aus den Fluktuationmessungen ($\tau_{uw} < 0.5 \text{ dyn/cm}$) und denen aus den Profilmessungen ($u_* < 3.5 \text{ cm/s}$) ist erheblich. Da die Maximalgeschwindigkeiten bei 30 cm/s liegen, ist es wahrscheinlich, daß die Profilmethode hier die Schubspannungswerte stark überschätzt und so nicht anzuwenden ist. Auf dieses Auseinanderklaffen zwischen Profilmethode und Reynoldsstress wird in Kap. 6.9 eingegangen.

Bevor die möglichen Gründe für das Verhalten für z_0 diskutiert werden, werden wir noch ein anderes Phänomen aus den Messungen betrachten, das auf ein Abweichen der Grenzschichtströmung von der Prandtltheorie hinweist.

6.8 Abhängigkeit der Parameter von der betrachteten Profilhöhe

Im folgenden soll untersucht werden, ob sich eine Abhängigkeit der Parameter von der Tiefe ergibt, in der die Profile betrachtet werden. Die Aussagekraft dieser Untersuchungen findet natürlich ihre Grenzen in der vertikalen Auflösung durch die Verteilung der Rotoren; so standen in den unteren Dezimetern nur zwei Meßpunkte zur Verfügung. Dennoch zeigen die Ergebnisse, daß sich in beiden Meßgebieten, in der Vejsnäsrinne auch durch die Ersatz-PMA-Daten

bestätigt, Schubspannungsgeschwindigkeit und Rauigkeitslänge in Abhängigkeit davon ändern, welchen Tiefenbereich der logarithmischen Schicht man betrachtet. Nach einer Abschätzung von Monin & Yaglom (1971) (S. 406) ist die Höhe der Schicht, in der die Schubspannung τ um $(p \cdot 100)\%$ gegenüber dem Wert am Boden $\tau_0 = \rho u_*^2$ vermindert ist:

$$h_p \approx \frac{p \cdot u_*^2}{f \cdot v_g}$$

f : Coriolisparameter

v_g : geostrophische Geschwindigkeit

Die Ableitung basiert auf der Existenz einer Ekmanschicht, dennoch wird auch in Flachwassergebieten allgemein für die Höhe der logarithmischen Schicht angesetzt:

$$h_{ln} = \frac{0.2 \cdot u_*^2}{f \cdot U_0} \quad (6)$$

Für in der Vejsnäsrinne typische Geschwindigkeitswerte ergibt diese Abschätzung eine Höhe von $h_{ln} \sim 5\text{m}$, für die höheren Geschwindigkeiten der Jade bis zu 7m. Wenn man davon ausgeht, daß auch bei Strömungen, die vom Corioliseinfluß frei sind, die vertikale Ausdehnung der logarithmischen Schicht von der gleichen Größenordnung ist, so sollten die 6 Meßniveaus innerhalb dieses Bereichs liegen. Harvey & Vincent (1977) geben für Flachwassergebiete an, daß h_{ln} 15% der Wassertiefe nicht überschreitet. Also wurde zur Berechnung der bisher betrachteten Werten von u_* und z_0 außer bei Ausfällen der Sensoren die Geschwindigkeiten aus allen 6 Niveaus der PMA zugrundegelegt, d.h. bis 3.4m. Korrelationskoeffizienten und Signifikanztests gaben zwar Anlaß dazu, an der Gültigkeit des logarithmischen Gesetzes bis zu dieser Höhe zu zweifeln; aber das Profil der Mittelwerte (Abb. 14) zeigte keine so konsequente Abweichung der Geschwindigkeit im obersten Niveau zu größeren Geschwindigkeiten hin, wie sie zahlreich bei Feldmessungen gefunden (Weatherly, 1972; Wimbush & Munk, 1969) und als Indiz dafür interpretiert wurden, daß dort die logarithmische Schicht zu Ende sei. In Abb. 23 und 24 wurden u_* und z_0 auch

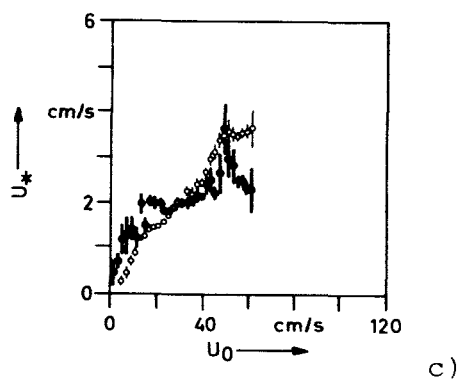
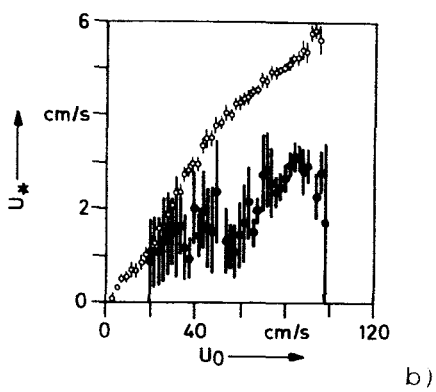
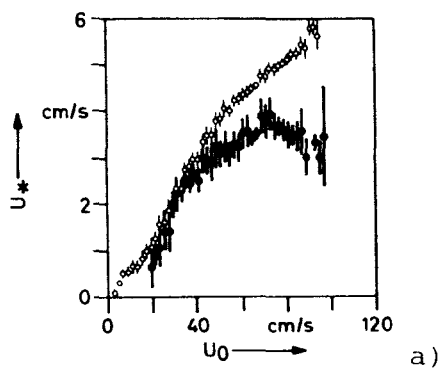


Abb. 23: Schubspannungsgeschwindigkeit u_* in Abhängigkeit von U_0

•: Profilanpassung für alle 6 Niveaus

a) ◦: für die untersten 3 Niveaus (TUBORG IV)

b) ◦: für die untersten 2 Niveaus (TUBORG IV)

c) ◦: für die untersten 2 Niveaus (BRINKIB II)

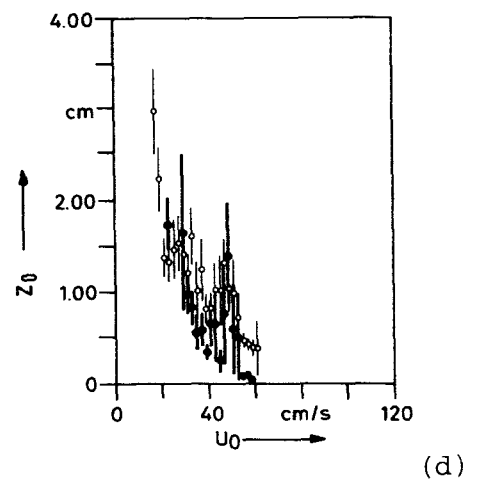
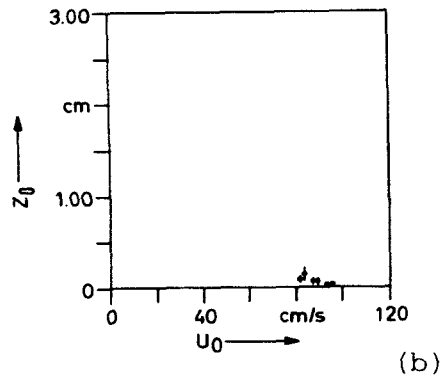
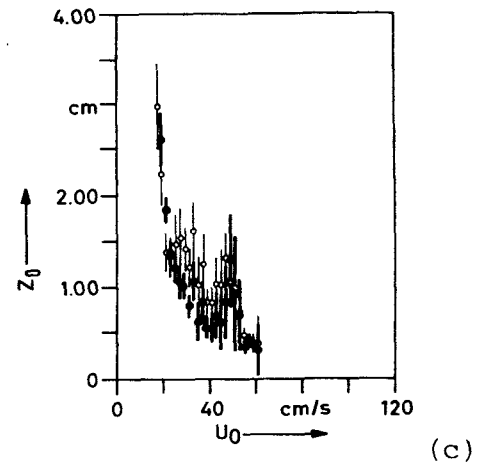
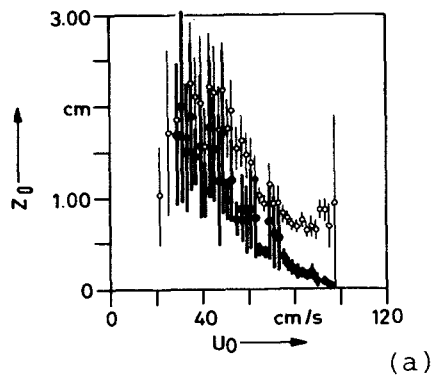


Abb. 24: Rauigkeitslänge z_0 in Abhängigkeit von U_0

•: Profilanpassung für alle 6 Niveaus

a) ◐: für die untersten 3 Niveaus (TUBORG IV)

b) ◐: für die untersten 2 Niveaus (TUBORG IV)

c) ◐: für die untersten 3 Niveaus (BRINKIB II)

d) ◐: für die untersten 2 Niveaus (BRINKIB II)

berechnet, indem nur die Messungen der untersten drei Rotoren (also bis zu einer Höhe von 81cm (TUBORG IV) bzw. 92cm (BRINKIB II)) verwendet wurden oder nur die der untersten zwei Rotoren (TUBORG: 33cm, BRINKIB II: 44cm). Da damit die Anzahl der Freiheitsgrade gegen Null geht, sind die Streuungen der erhaltenen Parameter zum Teil wesentlich größer, so daß nicht alle Daten verwendet werden konnten. Desto bemerkenswerter ist es, daß die Signifikanz für folgende Aussagen hinreichend gut ist:

Abb. 24a): Im Vergleich zu der logarithmischen Anpassung aus 6 Niveaus ist die Rauigkeitslänge z_0 in der Jade zwischen 0.5cm und 1cm niedriger, wenn nur die Geschwindigkeiten aus den untersten 81cm in die Anpassung eingehen. (Die Parameter aus den untersten zwei Niveaus (Abb. 24 b) streuten für die meisten Werte zu stark).

Abb. 24c) und d): Die Rauigkeitslängen bei BRINKIB II nehmen für die untersten drei Rotoren geringfügig, und für die untersten zwei Rotoren um bis zu 0.5cm ab gegenüber der 6-Punkte-Anpassung bei Geschwindigkeiten $U_0 > 40\text{cm/s}$.

Abb. 23a) und b): Die Schubspannungsgeschwindigkeiten von TUBORG IV weichen ab etwa $U_0 = 40\text{cm/s}$ voneinander ab. Dabei wird die Abweichung zwischen u_* aus 6 und aus 3 Niveaus besonders groß in den Spitzengeschwindigkeiten, sie beträgt hier fast einen Faktor 2. u_* aus 2 Niveaus differiert schon ab Geschwindigkeiten U_0 von 50cm/s um mehr als 50% von u_* aus 6 Niveaus.

Abb. 23c): Bei BRINKIB II weisen die Schubspannungsgeschwindigkeiten aus 2 Rotoren bei Geschwindigkeiten $U_0 < 30\text{cm/s}$ höhere Werte auf als die aus 3m berechneten; dies ist aber gerade der Bereich unzureichender Korrelationskoeffizienten. Für höhere Geschwindigkeiten stellt sich wieder eine Abnahme für u_* heraus, wenn es nur aus den untersten Dezimetern berechnet wird.

Bei den Daten der Ersatz-PMA wurde das oberste Niveau in 5m Bodenabstand von vornherein nicht in die logarithmische Anpassung miteinbezogen. Ein Vergleich der Korrelationskoeffizienten aus sechs Niveaus, einmal von 50cm bis 375cm (Abb. 18d), das andere Mal von 15cm bis 247cm Bodenabstand (Abb. 18e) zeigt eine bessere Korrelation für die oberen Niveaus. Auch

hier zeigt sich aber die signifikante Abweichung von z_0 um bald eine Größenordnung, wenn die unteren 250cm statt der oberen 375cm zugrundegelegt werden (Abb. 20d) und e)).

Obwohl die Abhängigkeit von z_0 und u_* von der Höhe der betrachteten, logarithmischen Schicht mit den hier vorliegenden Messungen noch nicht quantifiziert werden kann, so läßt sich doch mit Sicherheit behaupten, daß Rauigkeitslänge und Schubspannungsgeschwindigkeit abnehmen, je dichter zum Boden hin das Profil betrachtet wird, und damit, daß das Geschwindigkeitsprofil konkav vom logarithmischen abweicht.

Die systematische Abnahme von z_0 und die zunehmend konkave Verformung des Profils mit wachsendem U_0 bedeuten eine erhebliche Schwierigkeit für die Benutzung der Profilmethode. Beide Ergebnisse werfen die Frage auf, wie hoch die logarithmische Schicht überhaupt angenommen werden muß, aus der die tatsächlich am Boden wirksame Schubspannung aus der mittleren Geschwindigkeit bestimmt werden kann. Smith & McLean (1977) und Dyer (1980) wiesen darauf hin, daß nur die Sohlreibung direkt am Boden für den Sedimenttransport entscheidend ist. Sie kann jedoch schon in geringem Bodenabstand durch den Formwiderstand größerskaliger Bodenformen überlagert sein. Das kann nach Messungen im Columbia River eine Erhöhung des Reynoldsstress um einen Faktor 5.7 bedeuten.

Im übernächsten Kapitel werden die Einflüsse behandelt, die die Bestimmung der Sohlreibung aus dem logarithmischen Profil modifizieren oder einschränken, und es wird geprüft, welche dieser Faktoren die oben genannten Abweichungen vom Prandtlschen Gesetz bedingen. Zunächst werden die Ergebnisse der Parallelmessungen von turbulenter und mittlerer Geschwindigkeit in der Jade dargestellt.

6.9 Vergleich der Messungen von Profilmessanlage (PMA) und Turbulenzmessanlage (TMA) während TUBORG IV

Die Ergebnisse des gemeinsamen Meßeinsatzes von Profilmessanlage und Turbulenzmessanlage (s. Kap. 4.2) in der Gezeitenströmung der Außenjade (TUBORG IV) konnten dazu benutzt werden, die Bestimmung der Bodenschubspannung aus der Profilmethode mit der direkten Messung des Reynoldsstress zu vergleichen.

Während die PMA über die gesamte Meßperiode von 10 Tagen kontinuierlich verankert im Einsatz war, wurde die TMA ungefähr stundenweise eingesetzt und immer wieder an Bord gebracht, um gewartet zu werden. Dem Vergleich liegt ein Ausschnitt der gemeinsamen Messungen zugrunde, der aus 78 Profilen besteht. Ihre Verteilung im Gezeitenablauf ist aus Abb. 25 ersichtlich. Die zugrundeliegenden TMA-Werte sind 5-9minütige Mittelwerte der Geschwindigkeit aus 6 Niveaus bzw. des Reynoldsstress aus den 4 Niveaus der Triplets (s. Tab.2).

In den vier Tripletniveaus ist die mittlere Geschwindigkeit aus allen drei Komponenten berechnet, obwohl zur Berechnung der Schubspannung die mittlere Horizontalgeschwindigkeit benötigt wird. Der mittlere Beitrag der Vertikalgeschwindigkeit ist jedoch auch bei Sekundärströmungen klein gegenüber der mittleren Geschwindigkeit in der Hauptstromrichtung, der Fehler ist zu vernachlässigen. Dagegen wird in den untersten zwei Niveaus nur die Hauptstromkomponente gemessen. Diese Werte können also eventuell zu niedrig sein, da kurzzeitige Richtungsschwankungen um 20° auftreten.

In Abb. 26a) ist ein Teil der gleichzeitigen Geschwindigkeitsprofile dargestellt; die Abfolge der Profile ist zeitlich nicht gleichabständig, da die TMA-Mittelwerte nur für unregelmäßige Zeitabschnitte und über unterschiedliche Mittelungsintervalle vorlagen. Die Übereinstimmung der PMA-Geschwindigkeiten mit den TMA-Geschwindigkeiten ist sehr unterschiedlich. Der Ausschnitt zeigt das zweite Maximum einer Flutphase und anschließend die Abnahme bis kurz vor Hochwasser (Abb. 25); im ersten Teil sind die TMA-Geschwindigkeiten höher, in der zweiten Phase die Geschwin-

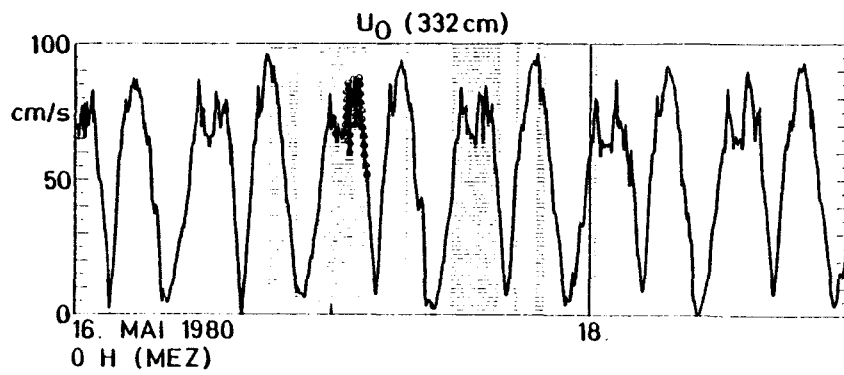


Abb. 25: Geschwindigkeit U_0 in 332cm Bodenabstand (TUBORG IV)
 schraffiert: Abschnitte der benutzten PMA-TMA-Vergleichs-
 messungen, punktierte Linie: Ausschnitt in Abb. 26

digkeiten der PMA. Es ist nun auch nicht zu erwarten, daß in einem relativ kleinskalig strukturierten Gebiet (Breite der Rinne $< 1 \text{ km}$) die Strömung über eine Distanz von 100 m gleich ist. Insgesamt weichen die Geschwindigkeiten positiv und negativ um bis zu 25% von einander ab, im zeitlichen Mittel sind die PMA-Werte geringfügig niedriger. Abb. 26 b) zeigt die Profile der Reynoldsstresswerte in den vier Tripletniveaus im Vergleich mit den Schubspannungswerten, die aus der Profilmethode sowohl für die TMA, als auch für die PMA gewonnen wurden.

Hier werden zwei Dinge deutlich:

1. Der Reynoldsstress nimmt in etlichen Profilen nicht mit wachsendem Abstand vom Boden ab oder bleibt konstant - wie nach der klassischen Vorstellung eigentlich zu erwarten -, sondern nimmt bis zum obersten Meßniveau zu. Betrachtet man alle 78 Profile, so ist in 50% davon der Reynoldsstress konstant bis 214 cm , nur bei 17% nimmt er nach oben ab und beim restlichen Drittel der Profile nimmt der Reynoldsstress zu.
2. Die mit $\mathcal{K} = .4$ aus der Profilmethode berechnete Schubspannungswerte sind für beide Geräte fast durchweg größer als die Reynoldsstresswerte.

Wie empfindlich die Berechnung der Schubspannung vom richtigen Wert für \mathcal{K} abhängt, zeigt bereits die Tatsache, daß die in der Literatur zu findende Schwankungsbreite von 0.35 bis 0.41 (Businger, 1973) eine Reduzierung der Schubspannung um 27% im ersteren gegenüber dem letzteren Fall bedeutet.

Nach den vorangegangenen Kapiteln tritt die Frage auf, inwieweit die zu hoch berechneten Schubspannungen von der Höhe des betrachteten Profils abhängen und ob sich die Variabilität von \mathcal{K} besonders in geophysikalischen Untersuchungen mit dieser Abhängigkeit erklären läßt.

In Tabelle 4 ist zusammengefaßt, was sich in dieser Hinsicht aus den 78 Profilen ableiten läßt. Die Spalten 2-5, 8 und 9 zeigen, inwieweit die Abnahme von u_* und z_0 mit geringerer Profilhöhe in diesem Ausschnitt für beide Meßgeräte repräsentativ wiederzufinden ist. Vergleicht man besonders die Werte für 6, 3 und 2 Niveaus, so ist für die PMA-Messungen die Übereinstimmung mit den Änderungen der Absolutwerte der Rauigkeitslängen (Abb. 24) und

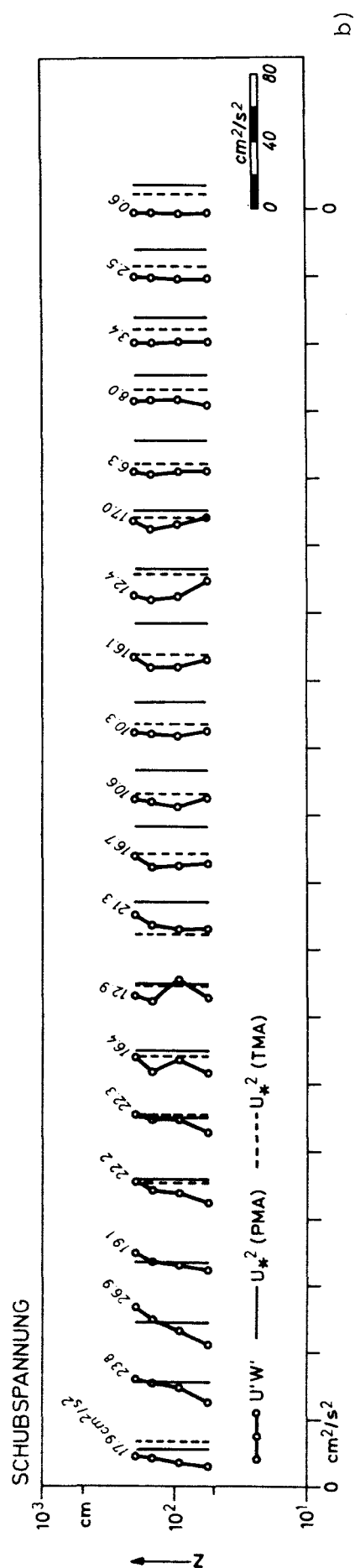
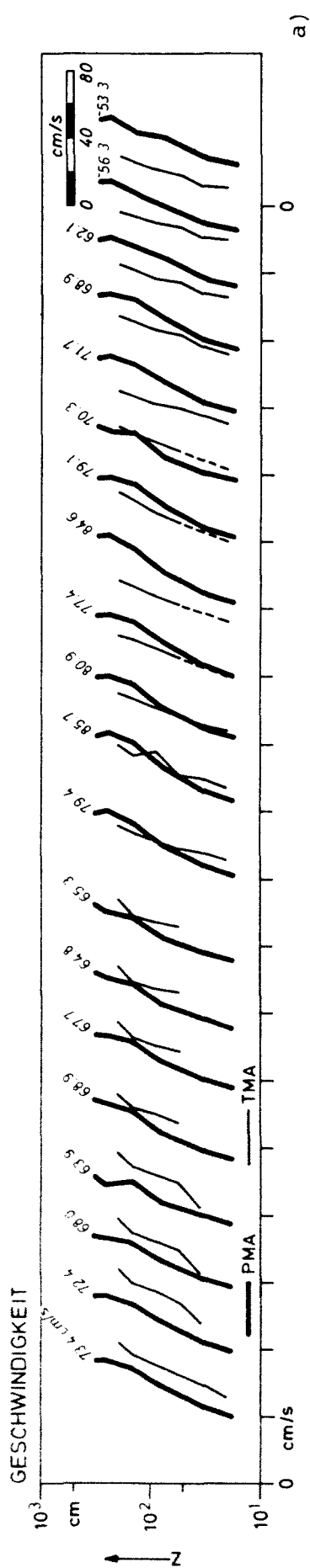


Abb. 26: a) Folge von PMA- und TMA-Geschwindigkeitsprofilen
b) Folge von Reynoldsstressprofilen (TMA) sowie Schubspannungswerten aus der Profilmethode von beiden Geräten

Tab. 4: Vergleich PMA- und TMA-Messungen in der Jade (TUBORG VI)

Anzahl Niveaus	<u>PMA</u>			<u>TMA</u>				
	$z_O(\text{cm})$	$\frac{\tau_{\text{PMA}}}{\tau_{\text{TMA}_6}}$	$\frac{u_{* \text{PMA}}}{u_{* \text{TMA}(6)}}$	$z_O(\text{cm})$	\mathcal{R}_{214}	\mathcal{R}_{60}	$\frac{\tau_{\text{TMA}}}{\tau_{\text{PMA}_6}}$	$\frac{u_{* \text{TMA}}}{u_{* \text{PMA}_6}}$
6	1.17	1.37	1.17	1.02	.28	.25	.73	.85
5	1.20	1.46	1.21	.76	.29	.27	.63	.79
4	1.18	1.37	1.17	.81	.30	.26	.57	.75
3	.63	1.03	1.01	1.15	.30	.26	.61	.78
[2	.27	.49	.70]					
1)	2)	3)	4)	5)	6)	7)	8)	9)

In den Spalten 2)- 9) sind die über alle Parallelprofile gemittelten Größen für die in Spalte 1) angegebene Anzahl der untersten Niveaus berechnet. Werte mit niedrigen Korrelationskoeffizienten wurden nicht berücksichtigt.

zu 1): Es ist zu beachten, daß die Anzahl der Niveaus verschiedenen Tiefenbereichen für die beiden Geräte entspricht.

zu 3): Verhältnis der Schubspannung aus n Niveaus der PMA zur Schubspannung aus 6 Niveaus der TMA

zu 4): dito für die Schubspannungsgeschwindigkeit

zu 8) und 9): entsprechend 3) und 4) für TMA

zu 6): Kármán-Konstante aus Schubspannung von n Niveaus der TMA und Reynoldsstress in 214cm Bodenabstand

zu 7): entsprechend 6) mit Reynoldsstress in 60cm Bodenabstand

den relativen Änderungen der Schubspannungsgeschwindigkeiten (Abb. 23) um 15% für die unteren 3 und um 40% für die unteren 2 Niveaus vorhanden. Bei den TMA-Werten lassen die Rauigkeitslängen keinerlei Tendenz zur Abnahme mit der betrachteten Profilhöhe erkennen, aber die Änderung der Schubspannungsgeschwindigkeit ist in einer vergleichbaren Größenordnung zu den PMA-Werten. Bei dem Meßeinsatz am gleichen Ort im Sommer 1981 fand McLean allerdings ebenfalls neben der bereits erwähnten Änderung von z_0 im Gezeitenrythmus eine Reduzierung von u_* und z_0 , wenn er die Profile nur bis 160cm statt bis 214cm betrachtete. Mit der Schubspannungsabnahme sind natürlich auch die ermittelten Kármánkonstanten, denen jeweils der Reynoldsstress aus dem obersten (214cm) und dem untersten (60cm) Niveau zugrundeliegen, diesem Trend unterworfen. Trotzdem liegen sie in jedem Fall beträchtlich unter den im neutralen Fall üblichen Werten von 0.35 bis 0.41. Ein solch starkes Abweichen deutet auf den Einfluß von Suspension hin. Neben der stabilisierenden Wirkung einer geschichteten Suspensionsverteilung, die in Kap. 7.3 behandelt wird, bewirkt bereits das Vorhandensein von Suspension eine Verminderung der Schubspannung, da ja ein Teil der Strömungsenergie aufgewendet werden muß, um das Sediment in der Schwebe zu halten (Raudkivi, 1967). Für eine Verkleinerung von \mathcal{K} auf 0.3 ist nach Yalin (1972, S. 188) eine Volumenkonzentration des suspendierten Materials von $C=10^{-4}$ nötig.

Bei all diesen Betrachtungen muß natürlich bedacht werden, daß den Ableitungen jeweils nur weniger als 78 Messungen zugrundeliegen. Zumindest auf der Basis dieses begrenzten Datenausschnitts kann man die Zunahme der Schubspannung mit wachsendem Bodenabstand aus der Profilmethode für beide Meßgeräte finden, die zum Teil auch durch eine Zunahme des Reynoldsstress bestätigt wird und damit auf den Einfluß von Bodenformen hindeutet. Trotzdem werden die Schubspannungswerte mit der Profilmethode überschätzt, die Reduzierung der Kármánkonstante legt nahe, daß zumindest ein Teil der Verformung des Profils auf suspendiertes Material zurückzuführen ist.

7. Einflüsse verschiedener Faktoren auf das Geschwindigkeitsprofil

Im Folgenden werden verschiedene Einflußfaktoren wie Instationarität, großskalige Bodenformen, Suspension des Sediments untersucht, die zu einer konkaven Verformung des logarithmischen Profils führen oder eine andersgeartete Abweichung bewirken können. Um festzustellen, welcher der Faktoren hier maßgeblich das Profil verformt, ist es nötig, ihre Einflüsse zunächst voneinander zu separieren, unter der Voraussetzung, daß sie sich nicht gegenseitig beeinflussen. Anschließend kann diese Abweichung allgemein quantifiziert werden, um zu Aussagen über die tatsächliche Schubspannung zu kommen. Für die erste Frage - wie konkav wird das Profil z.B. durch großskalige Bodenformen, wie konkav ist es bei geschichtetem Suspensionsgehalt? - ist eigentlich eine genaue Erfassung der zum Teil schwer zu messenden Einflußgrößen wie Suspensionsverteilung, etc. nötig, sowie eine Festlegung der Werte von Konstanten, die erst empirisch bestimmt werden müssen. Im vorliegenden Fall wird zur Überprüfung der Bedeutung der einzelnen Einflußfaktoren das Kriterium benutzt, ob die in den Messungen gefundene systematische Variabilität von z_0 damit erklärt werden kann.

7.1 Instationäre Strömung

Zunächst wird untersucht, wieweit Instationarität die Messungen beeinträchtigt hat und für die Abweichung der Messungen von rein logarithmischen Profilen verantwortlich ist. Zur Überprüfung eines möglichen Einflusses werden die Messungen in der Jade herangezogen, da hier die höchsten Beschleunigungen auftreten. Die halbtägigen Gezeiten bringen hier Änderungen der Geschwindigkeit im Mittel um zwei mal 90cm/s innerhalb von 6 Stunden, d.h. 2.5cm/s pro 5min. Berücksichtigt man, daß erst für Geschwindigkeitswerte U_0 30cm/s das logarithmische Profil hier entwickelt ist (Abb. 18), so entsprechen diese Mindestbeschleunigungen einer Änderung der Geschwindigkeit innerhalb des Mittelungsintervalls von weniger als 10%. Tatsächlich sind die Extremwerte zwar

-25cm/s und 45cm/s pro 5 min, aber nur 2.5% der Werte liegen außerhalb der Grenzen 10cm/s pro 5 min. Also müssen in Wirklichkeit Beschleunigungen berücksichtigt werden, die das Vierfache des theoretischen Mindestwertes betragen, das entspricht einer 33%-igen Änderung von 30cm/s und einer ca. 9%-igen Änderung der Maximalgeschwindigkeiten von 90cm/s.

In Abb. 27a ist der Korrelationskoeffizient über der Ableitung der Geschwindigkeit U_0 aufgetragen. Hier ist jedoch keine signifikante Verschlechterung des Korrelationskoeffizienten mit wachsender positiver oder negativer Beschleunigung zu erkennen.

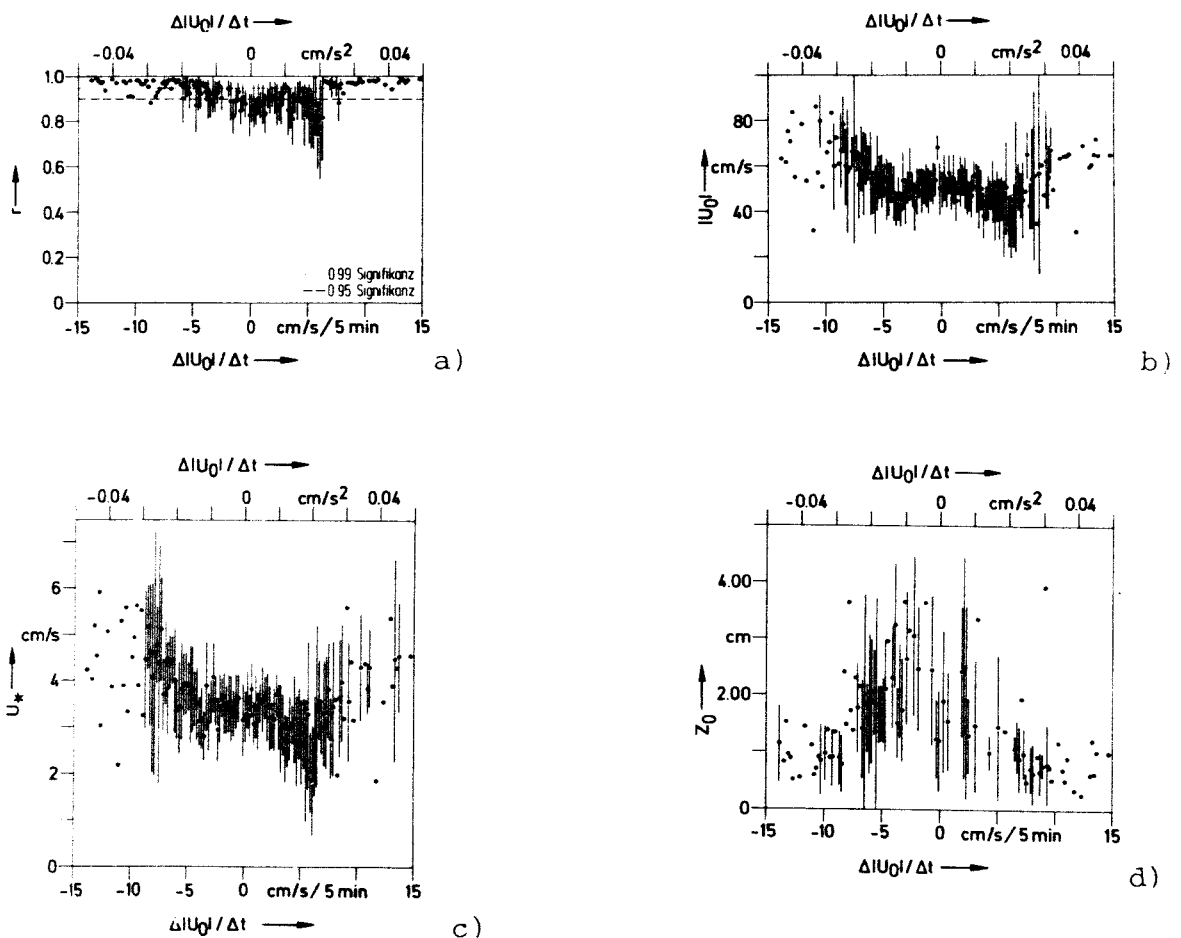


Abb. 27: Abhängigkeit von Instationarität

- a) Korrelationskoeffizient
- b) Geschwindigkeit U_0
- c) Schubspannungsgeschwindigkeit u_*
- d) Rauigkeitslänge z_0

Im Gegenteil: Ab Beschleunigungen von mehr als 6 cm/s pro 5 min liegen die Korrelationskoeffizienten oberhalb der Signifikanzgrenzen $r=0.95$. Bei den Spitzenwerten fehlen jedoch oft die Signifikanzbalken, weil nur noch ein Wert pro Beschleunigungsintervall vorliegt.

Zunächst mag verblüffend erscheinen, daß die Korrelation die niedrigsten Mittelwerte bei kleinen Beschleunigungen zwischen ± 6 cm/s pro 5 min hat, wo noch am ehesten die Voraussetzung der Quasistationarität erfüllt ist. Man muß aber berücksichtigen, daß in dieses Intervall 80% der hier vorkommenden Beschleunigungen fallen, und damit auch die niedrigen Korrelationskoeffizienten, die gehäuft bei geringen Absolutgeschwindigkeiten auftreten (Abb. 18). Diese niedrigen Geschwindigkeits- und damit Korrelationswerte sind offensichtlich zusammen mit den hohen recht gleichmäßig über den Beschleunigungsbereich verteilt. Halten wir jedoch fest, daß zumindest für positive Beschleunigungen die Korrelation bis 5 cm/s pro 5 min zunehmend schlechter wird, während bei negativen Beschleunigungen die Korrelation sich verbessert.

Die Ableitung der Strombeträge statt der der Komponenten wurde hier gewählt, obwohl dadurch die hohen Beschleunigungen bei der Umkehr der Strömungsrichtung den Nullwerten zugeordnet werden. Die hierdurch auftretenden Verfälschungen sind aufgrund ihres zahlenmäßigen Auftretens jedoch gering (45 Nulldurchgänge bei insgesamt 2514 Werten). Man erhält jedoch damit eine Unterscheidung in tatsächlich positive oder negative Beschleunigung. McLean (priv. Mitt.) fand bei seinen parallel laufenden Messungen eine Phasenverschiebung zwischen Absolutgeschwindigkeit U und turbulenter kinetischer Energie $\overline{u^2}$, wobei das Maximum der turbulenten kinetischen Energie erst nach der Maximalgeschwindigkeit auftrat. Auch Gordon & Dohne (1973) und Anwar (1981) fanden in Labor- und Feldmessungen für negative Beschleunigungen eine höhere Intensität der turbulenten kinetischen Energie. Das läßt sich damit erklären, daß mit zunehmender Geschwindigkeit eine turbulente Grenzschicht sich aufbaut, die jedoch mit einer Verzögerung abgebaut wird. Bei einer höher entwickelten Turbulenz könnte man erwarten, daß ein logarithmisches Profil besser aus-

gebildet ist; diese in den Turbulenzmessungen sichtbaren Unterschiede lassen sich jedoch in den aus der Profilmethode gewonnenen Daten nur begrenzt wiederfinden. Die Spitzenbeschleunigungen, wenn auch karg vertreten, haben für positive und negative Beschleunigungen gleich gute Korrelationskoeffizienten.

Lediglich für den Bereich geringer Beschleunigungen ist das logarithmische Wandgesetz bei zunehmender Geschwindigkeit wesentlich schlechter erfüllt als bei abnehmender Geschwindigkeit.

Sieht man sich die Verteilung der Beschleunigungen über die Geschwindigkeit an, so stellt man fest, daß die Spitzenbeschleunigungen nur bei hohen Geschwindigkeiten vorkommen (Abb. 27b), wo die Korrelation gut ist, wie wir bereits aus Kap. 6.5 wissen. Über die Auswirkungen von positiver und negativer Beschleunigung auf die aus der Profilmethode berechneten Schubspannungen und Rauigkeitslängen gibt es bisher wenige Untersuchungen, und die gefundenen Ergebnisse weichen zum Teil voneinander ab.

Anwar (1981) und Harvey & Vincent (1977) finden bei Labormessungen für positive Beschleunigungen ein größeres z_0 als für negative. Soulsby & Dyer (1981) leiteten auf dimensionsanalytischen Wege eine Modifikation der Gleichung (2) für den instationären Fall her, die eine gewisse Analogie zur Monin-Obukov-Gleichung für den Fall einer Dichteschichtung aufweist:

$$U(z) = u_* / \chi \cdot \left[\ln(z/z_0) - \frac{z-z_0}{\chi \Lambda} \right]$$

wobei die Länge $\Lambda = u_* |u_*| / \frac{du_*}{dt}$ ein Maß für die Beschleunigung und χ eine dimensionslose Konstante ist. Diese Beziehung führt dazu, daß u_0 und z_0 bei positiver Beschleunigung unterschätzt und bei negativer Beschleunigung überschätzt werden. Soulsby & Dyer fanden dieses theoretische Ergebnis durch mehrere Feldmessungen relativ gut bestätigt. Im Gezeitenbereich bedingt die Instationarität danach Unterschätzungen von u_* um 20% und von z_0 um 60% bis 80%.

Für u_* können diese Abweichungen anhand der PMA-Messungen nicht überprüft werden.

Für die aus den Profilmessungen berechneten $z_0(\text{PMA})$ -Werte müßte jedoch eine breite Streuung auftreten. Die gleichen Geschwindigkeitswerte werden ja sowohl bei beschleunigter als auch bei verlangsamter Strömung erreicht. Da das wahre z_0 konstant sein sollte, müßten die $z_0(\text{PMA})$ besonders bei hohen Geschwindigkeiten um bis zu 60-80% darunter und darüber liegen. In Abb. 21a nimmt jedoch die Streuung von $z_0(\text{PMA})$ gerade bei hohen Geschwindigkeiten ab.

Nach Soulsby & Dyer ist das Profil bei Beschleunigungen konvex, bei Verlangsamungen konkav verformt. Der verkleinernden Wirkung für $z_0(\text{PMA})$ durch das konvex verformte Profil bei positiven Beschleunigungen kann entgegenwirken, daß bei Rippelausbildung in oszillierender Geschwindigkeit die beschleunigte Strömung auf die ursprüngliche Leeseite der Rippeln trifft und damit zunächst eine höhere Bodenrauigkeit vorfindet bis die Rippeln entsprechend der Strömungsrichtung umgeformt sind; einen solchen Effekt beschreibt Dyer (1980).

Aus den Abb. 23 geht hervor, daß die hier gemessenen Profile überwiegend konkav verformt ist, obwohl positive und negative Beschleunigungen annähernd gleich verteilt sind. Daraus und aus der abnehmenden Streuung von z_0 bei hohen Geschwindigkeiten (und damit Beschleunigungen) folgt, daß bei den vorliegenden Messungen die Auswirkungen von Instationarität von untergeordneter Bedeutung oder zumindest durch andere Einflüsse so stark überlagert sind, daß der von Soulsby & Dyer beschriebene Effekt nicht zu erkennen ist. Da die beiden in Kap. 6.6 und 6.8 beschriebenen Abweichungen auch jeweils in der Vejsnäsrinne auftreten, wo nur sehr geringe Beschleunigungen vorkommen, muß nach anderen Erklärungen gesucht werden.

7.2 Unebenheit des Bodens

Im folgenden Abschnitt wird untersucht, ob die konkave Abweichung des Profils auf größerskalige Bodenformen zurückgeführt werden kann. Bei meteorologischen Untersuchungen zeigte sich, daß nach dem Übergang von rauhem auf glatteres Gelände und umgekehrt das

Geschwindigkeitsprofil einen Knick aufweist, unterhalb dessen der Impulsaustausch sich bereits dem jeweils neuen Untergrund angepaßt hat (Panofski & Petersen, 1972; Wood, 1981). Arya (1975) findet bei Windprofilen über Packeis eine "interne Grenzschicht" hinter den Hindernissen, deren Obergrenze mit wachsendem Abstand vom Hindernis anwächst. Die von Arya entwickelte Theorie greifen Smith & McLean (1977) auf zur Erklärung ihrer Messungen im Columbia River. Über Sanddünen von 1-3m Höhe und 60-100m Länge ist das räumlich gemittelte Geschwindigkeitsprofil konkav verformt und Turbulenzmessungen ergaben eine Zunahme des Reynoldsstress mit wachsender Entfernung vom Boden in den unteren Metern. Smith & McLean erklären dieses Phänomen mit der Überlagerung von Sohlreibung ("skinfriction"), die durch die Sandrauhigkeit direkt auf das Sediment wirkt, und Formwiderstand der Dünen, der in unmittelbarer Bodennähe einen Druckgradienten bewirkt und erst in größerem Abstand einen Beitrag zum Reynoldsstress liefert.

In einem Modell teilen sie die untersten Meter in mehrere Schichten, deren jede einer Klasse der sich überlagernden Bodenformen entspricht, und passen sie den gemessenen Profilen an. Für die Verhältnisse im Columbia River nimmt der daraus berechnete Reynoldsstress in der obersten Schicht das 5-fache des Bodenwertes an, in einem unteren Abschnitt wurde eine Zunahme auf den doppelten Wert durch die Messungen bestätigt.

Zur Abschätzung der Auswirkungen der Bodenformen in der Jade wird dieses Schichtenmodell in der Version von Smith (1977) benutzt. Das Modell liefert das Verhältnis der Schubspannungen aus der oberen Schicht τ_T und aus der unteren Schicht τ_f , wobei folgende Voraussetzungen zugrundeliegen:

1. Die Rauhigkeit der untersten Schicht z_{of} setzt sich aus der Nikuradscheschen Sandrauhigkeit z_{ON} und gegebenenfalls einer Erhöhung durch Sohltransport zusammen

$$z_{of} = \frac{26.4 (\tau_f - \tau_{cr})}{g(\zeta_s - \zeta)} + z_{ON} \quad (7)$$

τ_{cr} ist hier die Erosionsschubspannung für Sediment mit der Dichte ρ_s .

2. Die mittlere Obergrenze der unteren Schicht ist gegeben durch

$$z_m = G_0 \cdot z_{of} (\lambda/z_{of})^b$$

b: Konstante

λ : Abstand der
Bodenformen

Die mittlere Geschwindigkeit ist natürlich in der Höhe z_m für beide Schichten gleich:

$$u(z_m) = (u_{*T}/\kappa) \cdot \ln(z_m/z_{oT}) = (u_{*f}/\kappa) \ln(z_m/z_{of})$$

3. Der Formwiderstand der großskaligen Hindernisse läßt sich pro Einheitsbreite beschreiben durch

$$F_D = (\tau_T - \tau_f) \lambda = C_D \cdot H \cdot \rho \cdot u_r^2 / 2$$

wobei u_r die vertikal bis $z=2H$ gemittelte Geschwindigkeit ist

$$u_r \approx u_{*T}/\kappa (\ln \frac{2H}{z_{oT}} - 1)$$

Für die Konstanten G_0 und C_D erhielten Smith & McLean unterschiedliche Werte, je nachdem, ob hinter den Hindernissen Wirbelablösungen auftraten oder nicht. Separierungen fanden Smith & McLean bei Geschwindigkeiten bis zu 54cm/s, bei höheren Geschwindigkeiten änderte sich die Form der Sanddünen so, daß keine Ablösungen festzustellen waren. Die entsprechenden Werte wurden hier übernommen, und die Auswirkungen werden für den separierten und den unseparierten Fall, für Großrippeln ($\lambda=60m$, $H=1m$) und Kleinrippeln ($\lambda=6m$, $H=10cm$), sowie für unterschiedliche Strömungssituationen ($\Delta\tau = \tau_f - \tau_{cr} = 10cm^2/s^2$ und $\Delta\tau = 1cm^2/s^2$) untersucht. Die Ergebnisse sind in Tab. 5 zusammengefaßt.

Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß diese und die folgenden Abschätzungen nicht dazu dienen, eine vollständige quantitative Anpassung an ein Modell zu liefern. Vielmehr erlauben sie zunächst nur, zu beurteilen, welcher der beobachteten Effekte überhaupt auf welche Einwirkung zurückgeführt werden

kann. Damit können vorerst die Werte von Konstanten von anderen Autoren übernommen werden, solange sie ausreichen, um Trend und Größenordnung der Auswirkungen zu beschreiben.

So lassen sich aus Tab. 5 folgende Beeinflussungen ablesen und mit den Messungen vergleichen:

1. Nach Gl. (7) , die auf Owens (1964, s. Smith & McLean, 1977) Untersuchungen über Sohltransport zurückgeht, wächst die Rauheitslänge z_{of} in der von Bodenformen nicht beeinflussten untersten Schicht mit dem Quadrat der Geschwindigkeit. Die Meßergebnisse, auch die aus dem unteren Profilabschnitt, zeigen die entgegengesetzte Tendenz (Abb. 21), ebenso die Ergebnisse von McLean (1981) am gleichen Meßort.

2. Für Kleinrippeln ist das Übergangsniveau z_m so klein, daß es im unseparierten Fall von den Profilmessungen garnicht mehr erfaßt werden würde; der Formwiderstand der Rippeln würde im untersten Meßniveau bereits als Beitrag zum Reynoldsstress gemessen werden. In unmittelbarer Umgebung der Meßgeräte waren aber nur Kleinrippeln zu finden; die Großrippeln schlossen sich südlich an das Kleinrippelfeld an (Entfernung zur PMA =100-200m), ihr Einfluß konnte sich also allenfalls bei Ebbe bemerkbar machen.

3. Das Verhältnis u_{*f}/u_{*T} wächst zwar mit steigendem τ , ist aber für den unseparierten Fall, der bei höheren Geschwindigkeiten vorliegt, wesentlich kleiner als für den separierten. Aus Abb. 20 ist zu erkennen, daß u_{*3} , bzw. u_{*2} und u_{*6}^* tatsächlich nicht kontinuierlich, sondern stufenweise stärker auseinanderklaffen, je größer die Geschwindigkeit U_0 ist; aber auch hier entsprechen die Zahlenwerte eher den Modellergebnissen für Großrippeln *). Die großskaligen Bodenformen und ihre Veränderung durch Bedloadtransport können also nur mit großen Vorbehalten für die konkaven

*) U_{*3}/u_{*6} , also das Verhältnis der Steigung des unteren Abschnitts des Profils zu der mittleren des Gesamtprofils ist natürlich größer als das Verhältnis von Steigung im unteren Abschnitt zur Steigung im oberen (u_{*f}/u_{*T}). Das Modell müßte also für u_{*f}/u_{*T} noch kleinere Werte liefern.

Tab. 5: Einfluß von Bodenformen

	separierter Fall		unseparierter Fall	
	Großrippeln	Kleinrippeln	Großrippeln	Kleinrippeln
	$\Delta\zeta=1$	$\Delta\zeta=10$	$\Delta\zeta=1$	$\Delta\zeta=10$
z_{of}	.02	.17	.02	.17
z_m	161.7	231.3	68.7	98.2
u_{*f}/u_{*T}	.82	.89	.53	.66
$\frac{u_{*3}}{u_{*6}}$ *)	.85		.58	
u_{*2}/u_{*6}	.53		.51	

($U_o = 90 \text{ cm/s}$)

($U_o = 50 \text{ cm/s}$)

alle Größen in cgs-Einheiten

*) s. Abb. 23

Profile in der Jade verantwortlich gemacht werden, das Kleinerwerden von z_0 können sie garnicht erklären. Dazu kommt, daß die Meßergebnisse in der Vejsnäsrinne ein paralleles Verhalten der Strömungsstruktur zu dem in der Jade aufweisen und dort nicht andeutungsweise solche Bodenunebenheiten zu finden sind. Wir müssen also für die Erklärung nach anderen Phänomenen suchen.

7.3 Einfluß von stabil geschichtetem Suspensionsgehalt

Im Gegensatz zum Einfluß der Bodenformen, der nur das Strömungsprofil in der Jade erklären könnte, ist der Einfluß von Suspension in beiden Seegebieten zu erwarten. Aus dem Vergleich von Reynoldsstress- und Profilmessungen in der Jade wurde in Kap. 6.9 bereits deutlich, daß hier offenbar suspendiertes Material die Reibung vermindert. Die Schubspannungsreduzierung durch Suspension von kohäsionslosem Material ist häufig lediglich durch eine Änderung der Kármánkonstanten beschrieben worden (Vanoni & Nomicos, 1959). Das ist nur dann der einzige Effekt, wenn die Konzentration C des suspendierten Materials über die Tiefe konstant ist (Yalin, 1972, S. 187). In den meisten natürlichen bodennahen Strömungen ist die Konzentration sicher geschichtet. Smith & McLean (1977) und Taylor & Dyer (1977) erklären den Einfluß der geschichteten Suspension durch ihre stabilisierende Wirkung und ziehen dazu die bislang in der Atmosphäre verwendete Monin-Obukov-Theorie heran.

Danach nimmt Gl. (1) die Form an

$$\frac{\partial u}{\partial z} = u_* / \kappa z \cdot (1 + \beta z / L)$$

L ist die Monin-Obukov-Länge $L = u_* / \kappa (g/\beta \cdot K \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z})$

K ist der turbulente Austauschkoeffizient für die jeweils indizierte Größe, β ist eine Konstante.

Dieser Ansatz ist gleichbedeutend mit

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} &= \frac{u_*}{\kappa z} / (1 - \alpha \beta R_i) \\ &= \frac{u_*}{\kappa z} / (1 - \alpha \beta \chi \frac{\partial c}{\partial z} (\frac{\partial u}{\partial z})^{-2})^{-1} \end{aligned}$$

für eine Sedimentkonzentration c , $\gamma = \frac{\rho_s - \rho}{\rho} g$ ist die reduzierte Schwerebeschleunigung für Sediment mit der Dichte ρ_s .

Sei im einfachsten Fall die Volumenkonzentration $c \ll 1$ und horizontal homogen, und ein mit dem Bodenabstand wachsender turbulenter Austauschkoefizient für Impuls K_m und Sediment K_s gleichermaßen gültig, dann wird die Sedimentverteilung beschrieben durch:

$$K_s \frac{\partial c}{\partial z} + wc = 0 \qquad K_s = \alpha K_m = \alpha \kappa u_* z$$

$$\text{also} \quad c(z) = c_a (z/z_a)^{-p} \qquad p = w/\alpha \kappa u_* \qquad (8)$$

wobei c_a die Konzentration in einem Referenzniveau $z_a \gg z_0$ und w die Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel ist.

$$\text{Für} \quad u_* / 4 \kappa z^2 > \alpha \beta \gamma \frac{\partial c}{\partial z}$$

wird dann

$$u(z) = u_* / \kappa \cdot \ln(z/z_0) + \begin{cases} A(u_*) z_a \ln(z/z_0) & \text{für } p=1 \\ A(u_*) \frac{p}{1-p} z_a^p (z^{1-p} - z_0^{-p}) & \text{für } p \neq 1 \end{cases}$$

$$\text{mit} \quad A(u_*) = \kappa \alpha \beta \gamma c_a / u_*$$

Für $p=1$ erhält man dann damit wieder ein logarithmisches Profil (Abb. 28) (vgl. auch Taylor & Dyer, 1977), dessen Steigung allerdings vergrößert ist; $p=1$ entspricht übrigens dem Fall konstanter Richardsonzahl.

Für $p>1$ wird das Profil konvex. Das wird verständlich, wenn man sich die Konzentrationsverteilung in Abb. 29 ansieht. Durch die hohe Sinkgeschwindigkeit w im Vergleich zur turbulenten Diffusion (repräsentiert durch u_*) konzentriert sich das Material in einer dünnen Bodenschicht. Somit ist die Strömung in einiger Entfernung vom Boden relativ unbeeinflusst und hat in unmittelbarer Bodennähe einen besonders hohen Dichtegradienten zu überwinden.

Für $p<1$ wird das Profil konkav. Da aus den Messungen eine konkave Verformung hervorgeht, scheint der Fall $p>1$ ausgeschlossen, und

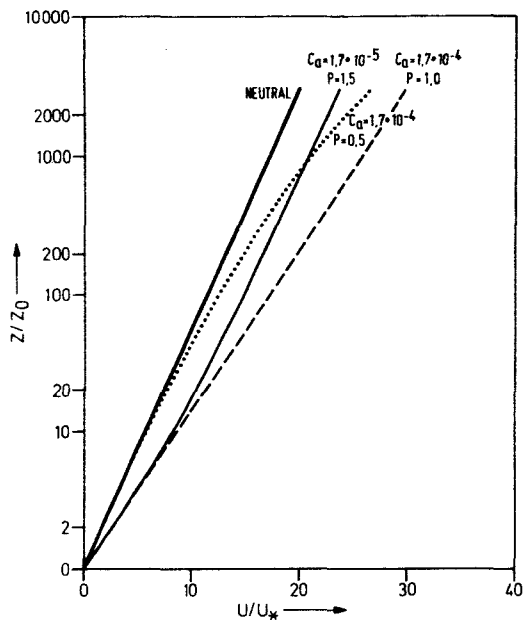


Abb. 28:
Einfluß von geschichteter
Suspension auf Geschwindig-
keitsprofile für $p \leq 1$ und
im neutralen Fall

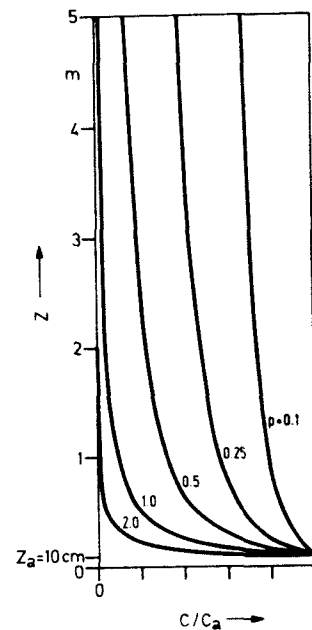


Abb. 29:
Konzentrationsverteilung von
suspendiertem Sediment
(entspr. Gl. (8))

wenn die Form des gemessenen Profils auf Suspensionseinfluß zurückgeht, dann muß es sich um feines Material handeln, das bis in große Bodenabstände verteilt ist (s. Abb. 29). Da hier vor allem interessiert, wie die Entwicklung des Profils mit wachsender Geschwindigkeit verläuft, müssen noch Annahmen über die Konzentration im Referenzniveau, c_a , gemacht werden.

Nach Smith & McLean (1977) ist für niedrige Schubspannungen die Konzentration bei z_0 proportional zur Differenz zwischen auftretender und kritischer Schubspannung. Dyer (1980) findet dagegen in 10cm Bodenabstand $c_{10} \sim u_*^5$.

Also wird hier folgende Konzentration angenommen:

$$c_a = K_1 \cdot u_*^{q_0} (u_*^2 - u_{*cr}^2) \quad 0 < q_0 < 3$$

K_1 ist eine Konstante.

Damit wird

$$u(z) = u_* / \kappa \cdot \ln(z/z_0) + \kappa \alpha \beta \gamma K_1 f(p) u_* (1 - u_{*cr}^2 / u_*^2) \quad \text{für } u_* > u_{*cr}$$

mit $1 < q = q_0 + 1 < 4$ und $f(p) = \frac{p}{1-p} z_a^p (z^{1-p} - z_0^{1-p})$

Da für keinen der Meßorte Suspensionsgehaltsmessungen vorlagen, können auch die Werte K_1 , q , p und u_{*cr} nicht genau bestimmt werden. Um aber prinzipiell den Einfluß der Suspension zu sehen, reichen auch hier Schätzwerte.

Mit $\kappa = 0.4$, $\alpha = 1$, $\beta = 4.7$ (Smith & McLean, 1977), $\gamma = 1.6 \cdot 981 \text{ cm/s}^2$ (für Quarz), $K_1 = 10^{-5} (\text{cm/s})^{-3.5}$, $q = 2.5$, $u_{*cr} = 1 \text{ cm/s}$ und $p = 0.1$ ergeben sich mit wachsender Geschwindigkeit die Profile in Abb. 30. Für einen Korndurchmesser $d = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ ist nach Yalin (1972, S.69) die Sinkgeschwindigkeit $w = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm/s}$ und damit $p = 0.1$ für $u_* > 1.2 \text{ cm/s}$. p wurde mangels genauer Kenntnis der Werte konstant gesetzt; mit wachsendem u_* erhöht sich auch der Anteil der suspendierten Partikel mit einer höheren Sinkgeschwindigkeit. Zwar bedeutet das auch ein geändertes u_{*cr} . Da aber die Sinkgeschwindigkeit für $d = 10^{-2} \text{ cm}$ $w \sim d^2$ ist (Yalin, 1972), und nach Unsöld (1982) die kritische Schubspannung von Quarzkörnern in diesem Bereich $\tau u_{*cr}^2 \sim d^{0.4}$ ist (Abb. 35), wurde u_{*cr} zur Vereinfachung ebenfalls konstant beibehalten. Eine genauere Bestimmung, in welchem Verhältnis sich das für den Suspensionsgehalt wichtige u_{*cr} *) und w verändern, ist ohne Suspensionsmessungen nicht möglich.

Mit $K_1 = 10^{-5} (\text{cm/s})^{-3.5}$ ist die Bedingung erfüllt, nach der c_a nicht größer als 10^{-4} sein darf. Dieser Wert entspricht als obere Grenze natürlichen Bedingungen (Adams & Weatherly, 1980).

) Das Gros des Materials, für das u_ den kritischen Wert u_{*cr} überschritten hat, wird zunächst als Sohlfracht transportiert.

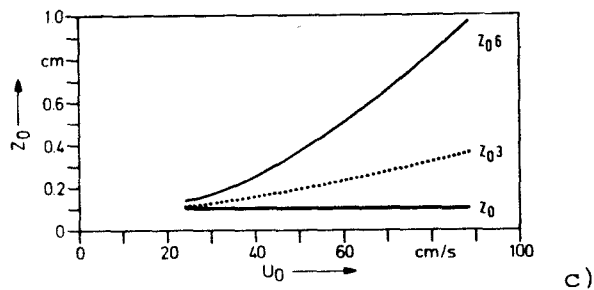
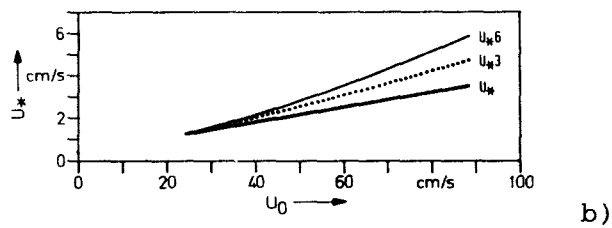
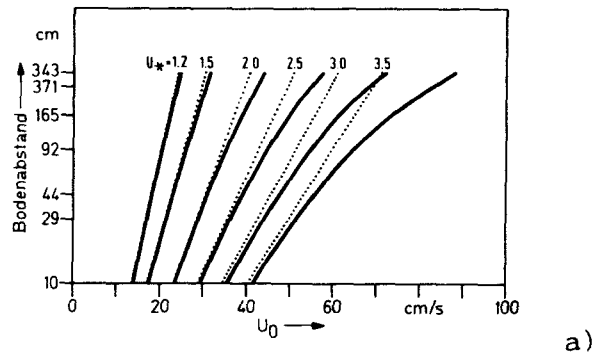


Abb. 30: a) Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile mit wachsender Geschwindigkeit unter Suspensionseinfluß ($p=0.1$)
 b) u_{*6} (aus 6 PMA-Niveaus nach Gl. (2) angepaßt) und u_{*3} (aus 3 Niveaus angepaßt) in Abhängigkeit von U_0 , u_* ist die wahre Schubspannungsgeschwindigkeit
 c) z_{06} (aus 6 Niveaus), z_{03} (aus 3 Niveaus), z_0 ist die wahre Rauigkeitslänge

In Abb. 30 b) und c) sind die tatsächlichen Schubspannungsgeschwindigkeiten und Rauigkeitslängen aufgetragen, sowie die Werte, die sich bei einer logarithmischen Anpassung der Profile über die gesamte Höhe, bzw. die untersten drei PMA-Tiefen ergeben. Die zunehmende Überschätzung von u_* mit wachsender Geschwindigkeit und wachsender Profilhöhe wird deutlich. Für z_0 ergibt sich jedoch eine Zunahme mit wachsendem U_0 , also eine wachsende Abweichung vom wahren Wert. Das steht im Gegensatz zu dem Verhalten, das bei den Messungen gefunden wurde.

Mit dem stabilisierenden Einfluß der Suspension ist das Profil konkav verformt, und die aus der einfachen Profilmethode ermittelte Schubspannung ist zu hoch. Das tatsächliche Ausmaß der Verformung hängt natürlich noch von einer genauen Bestimmung der Konstanten ab; eine weitere Vereinfachung besteht auch darin, daß die Zusammensetzung des Suspensionsgehaltes aus unterschiedlichen Korngrößen nicht berücksichtigt wird.

Aber die prinzipielle Auswirkung, die darin besteht, daß z_0 für hohe Geschwindigkeiten zunehmend überschätzt wird, zeigt, daß den Meßergebnissen noch ein anderer Mechanismus zugrunde liegen muß.

7.4 Suspension kohäsiver Sedimente

Aus Abb. 16 geht hervor, daß bis zu 30% der Bodenoberfläche tonige Bestandteile enthält und das Sedimente daher kohäsive Eigenschaften hat. Das führt zu einer weiteren Modifikation des Suspensionseinflusses.

Bei Schlicksuspensionen in Seewasser führt die Ionisierung der Tonpartikel zu viskoelastischen Eigenschaften und damit nach Gust (1975) zu einem Abweichen vom Newtonschen Strömungsverhalten. Das drückt sich in einer 2-5-fachen Vergrößerung der "viskosen" Unterschicht aus *) und in einer Verminderung von u_* um 25% bis

) Bei hydrodynamisch glatter Strömung geht die logarithmische Schicht in Bodennähe in die viskose Unterschicht über, in der die molekulare gegenüber der turbulenten Zähigkeit überwiegt. Die Höhe der viskosen Unterschicht δ_{visc} ist in reinem Wasser $11.6 \cdot \nu / u_$ (Yalin, 1972, S.34).

40% bei Suspensionsgehalten um 100mg/l; das logarithmische Geschwindigkeitsprofil und vor allem seine Steigung bleiben davon jedoch unberührt. Gust folgerte, daß bei Anwesenheit von Schlicksuspension der Prandtlsche Ansatz nicht mehr gültig ist, ohne daß man das beim Messen des logarithmischen Profils merken würde (Gust, 1975, Abb. 3.3.9). Das bedeutet, daß bei den Ergebnissen in der Vejsnäsrinne eine weitere Verringerung der Schubspannung einkalkuliert werden muß, die sich aus den Profilmessungen durch keine Verformung erkennen läßt. Da der Suspensionsgehalt an kohäsivem Material während der Messungen ebenso unbekannt ist wie der an kohäsionslosem Material, muß eine quantitative Aussage über die Reibungsverminderung ausbleiben.

8. Modifizierung des Prandtlschen Mischungswegansatzes

Im folgenden Kapitel wird untersucht, inwieweit die Geschwindigkeit in den untersten Metern der ozeanischen Grenzschicht überhaupt dem logarithmischen Gesetz folgen muß. Denn eine weitgehend unbeantwortete Frage auch für den neutralen Fall und glatten Boden ist die nach der Höhe der logarithmischen Grenzschicht, aus der man die Bodenschubspannung gemäß (1) ermitteln kann. Meines Erachtens kann die Beantwortung dieser Frage einen beachtlichen Einfluß auf die Bewertung der beträchtlichen Streuung von gemessenen Werten für c_D .

Dem Prandtlschen Ansatz liegt zugrunde, daß der Austauschkoefizient $K_m = l^2 \frac{\partial u}{\partial z}$ ist, wobei der turbulente Mischungsweg l proportional zum Wandabstand ist,

$$l = \alpha z. \quad (9)$$

Der Gültigkeitsbereich für diese Proportionalität ist auf die unmittelbare Wandnähe beschränkt (Yalin, 1972, S.22). An einer freien Oberfläche $z=h$ muß l sicher genauso verschwinden wie am Boden. Daher postuliert Raudkivi (1967, S.107) einen parabolischen Verlauf für den Austauschkoeffizienten, $K_m \sim z(1-z/h)$, der für linear zur Oberfläche abnehmende Schubspannung ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil ergibt. Ein fast linear abnehmendes Schubspannungsprofil wurde von Gordon & Dohne (1973) tatsächlich in einem 7m tiefen Ästuar gemessen. Smith & McLean (1977) konstruierten aus Daten von Townsend und Klebanoff ein Profil für K mit einem Maximum bei $z=0.3 h$. Um die Zweidimensionalität bei Kanalströmungen zu gewährleisten, können die Wasserstände dort höchstens Dezimeter betragen *). Also kann hier das Prandtlsche Gesetz mit der Proportionalität nach (9) nur in den untersten Zentimetern gültig sein. Weiter oben kann entweder die Schubspannung nicht mehr konstant oder das Geschwindigkeitsprofil nicht

*) So werden übrigens konkave Geschwindigkeitsabweichungen in größeren Bodenabständen, die auch bei Kanalmessungen beobachtet werden, dem seitlichen Wandeinfluß angelastet.

mehr logarithmisch sein.

Bei der Übertragung des für Kanalmessungen im untersten Bereich gut bestätigten Prandtl'schen Gesetzes auf geophysikalische Grenzschichten wird der vertikale Gültigkeitsbereich h_{1n} oft nach Gleichung (6) festgelegt, oder danach, wie weit die logarithmische Anpassung bestimmten statistischen Absicherungen genügt (Sternberg, 1968; Weatherly, 1972; Harvey & Vincent, 1977; Lesht, 1980). Das erste Kriterium kann ohnehin nur eine sehr rohe Abschätzung liefern, die meist in der Größenordnung von Metern liegt. Aus den hier beschriebenen Daten folgt, daß aber auch das zweite Kriterium durchaus irreführend sein kann.

Es ist ja auch fraglich, ob mit dieser Übertragung die dynamische Ähnlichkeit erhalten bleibt. Eine Reynoldszahl aus turbulenter Geschwindigkeit u_* und vertikaler Längenskala h_{1n} ist im Strömungskanal $Re_{kan} = O(10^2)$ und für ozeanische Grenzschichten nach den oben angeführten Kriterien $Re_{oz} = O(10^4)$. Es ist zu vermuten, daß die Ähnlichkeit zwischen Vorgängen, die in den untersten Zentimetern über einer Kanalsole und in unmittelbarer Nähe einer freien Oberfläche ablaufen und solchen in den untersten Metern eines (wenn auch flachen) Meeresgebietes bei sonst gleichen Geschwindigkeiten, Korngrößen, Zähigkeit etc. ihre Grenzen hat.

In Strömungen, deren Wassertiefe groß ist gegen die Dicke der Bodengrenzschicht, wird das Konzept des parabolischen Ansatzes für den Mischungsweg versagen. Dennoch ist es sicher vernünftig, davon auszugehen, daß der turbulente Mischungsweg in einem gewissen Bodenabstand nicht mehr anwächst. Blackadar (1962) führt mehrere Untersuchungen an, nach denen in der Atmosphäre die Größe der Wirbel ab etwa 150m Bodenabstand konstant bleibt; diese Größenordnung wird der logarithmischen Schicht in der Atmosphäre allgemein zugeordnet. Blackadars eigene Untersuchungen in der logarithmischen und der planetarischen Grenzschicht ergaben für neutrale, barotrope Bedingungen eine zu große Schubspannung im Verhältnis zur geostrophischen Geschwindigkeit, wenn der Prandtl'sche Ansatz benutzt wurde. Blackadar zog den Schluß, daß "im größten Teil der atmosphärischen Grenzschicht die Kármánsche Beziehung für l

($l = -K \frac{\partial u}{\partial z} / \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$, i.e. $l = Kz$ im logarithmischen Fall) nicht gültig ist", und schlug folgende Form für l vor:

$$l = Kz / (1 + \frac{Kz}{\lambda}) \quad (10)$$

Für kleines z entspricht l dem Prandtlschen Ansatz und für hinreichend großen Bodenabstand erreicht l den konstanten Wert. Aus seinen eigenen Messungen findet Blackadar $\lambda = 2.7 \cdot 10^{-4} v_g / f$ (v_g : geostrophische Geschwindigkeit, f : Coriolisparameter). Setzt man für v_g näherungsweise die hier benutzte Referenzgeschwindigkeit U_0 , so ergibt sich mit $f = 1.2 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ $\lambda = U_0 \cdot 2.25$ *). Aus den Reynoldsstresmmessungen in der Jade (Kap. 6.9) geht hervor, daß die Schubspannung τ in den unteren 2m in erster Näherung konstant ist (ansonsten eher zu- als abnimmt). Also wird mit

$$\tau / \rho = \tau_0 / \rho = u_*^2 = l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2$$

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \cdot \ln(z/z_0) + z \frac{u_*}{U_0 \cdot 2.25}$$

und mit $u_* = \sqrt{c_D} U_0$

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \cdot \ln(z/z_0) + z c_1 \quad \text{mit} \quad c_1 = \sqrt{c_D} / 2.25 \quad (11)$$

Der Zusatzterm in Gleichung (11) hängt nicht von u_* ab und spielt daher mit wachsender Geschwindigkeit eine geringere Rolle. Die Höhe, in der der Mischungsweg konstant wird, nimmt mit wachsender Geschwindigkeit zu, d.h. bei großen Geschwindigkeiten fällt ein gemessenes Profil in den unteren Bereich mit geringer Abweichung

*) Die Annahme (10) für l ist natürlich auch vernünftig für von Corioliseinfluß freie Strömungen. In dem Turbulenz-Modell von Mellor & Yamada (1974) ist λ allgemeiner gegeben durch $\lambda = \chi \left(\int_0^\infty qz \cdot dz / \int_0^\infty q \cdot dz \right)$, wobei q eine für große Wirbel typische Geschwindigkeit und χ eine Konstante ist. Da hier jedoch χ und die Abhängigkeit von q von der Geschwindigkeit U_0 nicht bekannt sind, wird die einfache Beziehung von Blackadar gewählt.

von 1 vom Prandtlschen Profil. Diese Überlegungen entsprechen qualitativ denen, die ein Anwachsen der logarithmischen Grenzschicht entsprechend Gl.(6) bedeuten.

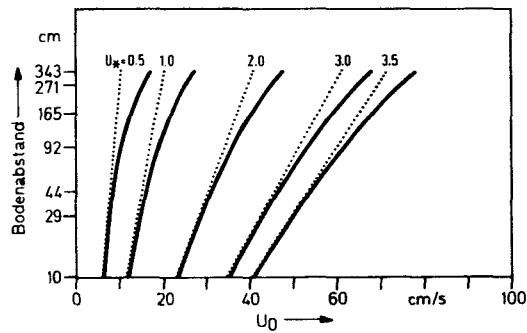
In Abb. 31 sind die Auswirkungen auf die Geschwindigkeitsprofile sowie auf die Entwicklung von u_* und z_0 aufgezeichnet, wenn diese Größen aus dem Gesamtprofil oder nur aus dem unteren Abschnitt ermittelt werden.

Für u_* ergibt sich eine von U_0 unabhängige Überschätzung, die desto größer ist, je höher das Profil gemessen wird. Prozentual wird der Fehler bei großen Geschwindigkeiten kleiner.

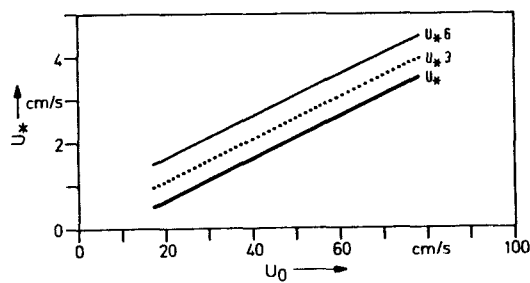
Für z_0 ergibt sich eine Geschwindigkeitsabhängigkeit, die der hier gemessenen tatsächlich entspricht. Für eine wahre Rauheitslänge von $z_0=0.1\text{cm}$ (z.B. bei Suspensionsgehalt in Bodennähe in Form von Sohlfracht) wird besonders bei niedrigen Geschwindigkeiten der aus dem gesamten Profil bestimmte Wert z_{06} um Größenordnungen zu groß, sinkt dann bei höheren Geschwindigkeiten ab, liegt aber immer noch über dem Wert z_{03} , der für den unteren Teil des Profils ermittelt wird.

Die Verformung des Profils, die auf ein mit wachsendem Bodenabstand nichtlineares Anwachsen der räumlichen Turbulenzskalen zurückgeht, liefert also eine befriedigende Erklärung für das Verhalten von gemessenen z_0 -Werten.

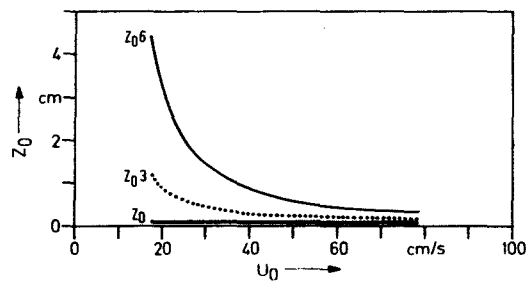
Der Verlauf von u_* , jeweils aus dem Gesamtprofil und dem unteren Teil ermittelt, paßt sich weit weniger glatt dieser Erklärung an. Zwar findet man abschnittsweise einen parallel verlaufenden Anstieg von u_{*6} und u_{*3} , bzw. u_{*2} (Abb. 23 a,b), der aber mehrmals und unregelmäßig durch Absätze unterbrochen wird. Für BRINKIB findet man für Geschwindigkeiten $U_0 < 20\text{cm/s}$ sogar eine größere Schubspannung im unteren Teil des Profils (Abb. 23 c), und sowohl hier, als auch bei TUBORG IV gibt es Abschnitte, wo u_{*3} mit zunehmender Geschwindigkeit abnimmt. Hier wird nun der mit wachsender Geschwindigkeit zunehmende Suspensionsgehalt eine Rolle spielen, die sich dem abnehmenden Einfluß des Mischungswegeffekts überlagert.



a)



b)



c)

Abb. 31: a) Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile unter Berücksichtigung des Mischungswegansatzes nach Gl. (11)
 b) u_{*6} (aus 6 PMA-Niveaus nach Gl. (2) angepaßt) und u_{*3} (aus 3 Niveaus) in Abhängigkeit von U_0 , u_* ist die wahre Schubspannungsgeschwindigkeit
 c) z_{06} (aus 6 Niveaus), z_{03} (aus 3 Niveaus), z_0 ist die tatsächliche Rauheitslänge

9. Schubspannung bei hydrodynamisch glatter Strömung in der Vejsnäsrinne

Nach den vorangegangenen Kapiteln kann eine Reihe von Einflüssen dazu führen, mit der Profilmethode die am Boden wirksame Schubspannung zu überschätzen. Auch Vergleiche mit Schubspannungen und Geschwindigkeiten aus Kanalmessungen über verschiedenen Böden legen die Vermutung nahe, daß u_* aus den logarithmisch angepaßten Profilen hier erheblich zu hoch ist (Unsöld, pers. Mitteilg.).

Die Abb. 23 zeigt, daß bis auf Ausnahmen u_* kleiner wird, je dichter am Boden das Profil betrachtet wird. Um eine untere Abschätzung der Größenordnung der Schubspannung zu erhalten, wird für die Vejsnäsrinne u_* für den Fall glatter Strömung berechnet. Der zunehmende Einfluß von Suspension kohäsiver und kohäsionsloser Sedimente kann dann trotzdem noch eine zusätzliche Verminderung bedeuten.

Der Boden der Vejsnäsrinne ist nach Seitensichtsonar-Untersuchungen und Taucherbeobachtungen im Bereich des Meßortes der PMA frei von Bodenformen, die Rauigkeit kann hier also nur durch die Sandrauigkeit bestimmt sein. Korngrößenverteilungen zeigen, daß neben einem beträchtlichen Schluffanteil die Fraktionen $> 63 \mu\text{m}$ dominieren. Sei als maßgeblicher Korndurchmesser $d = .1 \text{ mm}$ angenommen, dann ist die Strömung glatt bis $u_* = 5 \text{ cm/s}$.

Damit ist $z_0 = \nu/9u_*$, und u_* läßt sich nach Gl. (2) nun für jedes Niveau separat berechnen. Natürlich weichen die u_* aus den verschiedenen Tiefen systematisch voneinander ab. In Abb. 32 sind die Maximalwerte und die Mittelwerte von $u_*(\text{glatt})$ aus dem gesamten Zeitraum von BRINKIB II über den Bodenabstand aufgetragen; sie verlaufen nahezu parallel zu dem Profil von $U(z)$ (Abb. 14 b). Trotzdem sind die Abweichungen der $u_*(\text{glatt})$ untereinander wesentlich geringer als der Unterschied aller zu den u_* aus der Profilanpassung; das wird auch aus Abb. 33 deutlich, obwohl hier für hohe Geschwindigkeiten der Unterschied zwischen u_* aus der logarithmischen Anpassung im untersten Meter und $u_*(\text{glatt})$ nur noch gering ist. Dabei muß aber berücksichtigt werden, daß hier

auch für $u_*(\text{glatt})$ noch eine Reduzierung durch Suspensionsgehalt auftreten kann.

Wenn man davon ausgeht, daß $u_*(\text{glatt})$ aus dem untersten Niveau die tatsächliche Schubspannung am ehesten wiedergibt, so ergibt sich damit ein Schubspannungskoeffizient $c_{D300} = 7.2 \cdot 10^{-4}$.

Offenbar liefert auch die Anpassung des Profils im untersten Meter immer noch höhere Werte als die Sohlschubspannung direkt am Boden, wo der Strömung nur ein Widerstand aufgrund der Sand-
rauhigkeit entgegengesetzt wird. Für die Erosion von Sediment ist aber gerade diese Sohlschubspannung ausschlaggebend (Smith & McLean, 1977; Dyer, 1980).

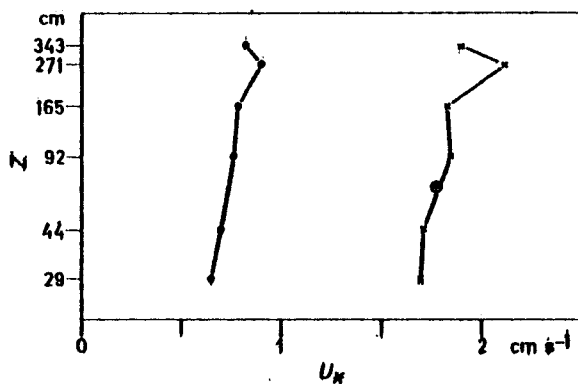


Abb. 32: u_* für jedes Niveau für den glatten Fall berechnet

●: Mittelwerte über BRINKIB II

x: Maximalwerte aus BRINKIB II

⊙: u_* aus der Profilmethode, Mittelwert über BRINKIB II

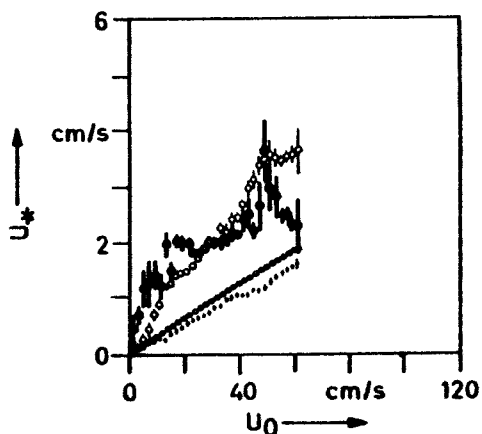


Abb. 33:

u_* in Abhängigkeit von U_0 (BRINKIB II)

○: aus 6 Niveaus logarithmisch angepaßt

●: aus 2 Niveaus logarithmisch angepaßt

○: für den glatten Fall aus $U(343\text{cm})$

○: für den glatten Fall aus $U(29\text{cm})$

10. Schubspannungsverteilung in der Vejsnäsrinne

Kehren wir nun wieder zum regionalen Ausgangspunkt unserer Fragestellung zurück, indem wir betrachten, welche Konsequenzen eine fehlerhafte Schubspannungsermittlung für die Beurteilung von Erosionsvorgängen haben kann.

Aus den 2½ Jahre währenden Strömungsmessungen in der Vejsnäsrinne (Hatje, 1976, 1977; Wittstock et al., 1978) ergeben sich die in Abb. 34 gezeigten Geschwindigkeitsverteilungen, aufgeteilt in Einstrom(NW)- und Ausstromrichtung(SE). Leider gibt es keine Messungen aus einem festen Bodenabstand in Bodennähe über den gesamten Zeitraum. Aber, obwohl die Unterschiede zwischen Abb. 34 a und c deutlich machen, welchen unregelmäßigen Fluktuationen auch über Jahresgänge hinaus die Strömung unterworfen ist, ist doch beiden Zeiträumen gemein, daß die Strömung in Einstromrichtung überwiegt, und daß dort auch die Höchstgeschwindigkeiten auftreten, die während eines herausragenden Sturmes einmal in 2½ Jahren nahezu 80cm/s in 3m Bodenabstand erreichen.

Auf diese Verteilung kann man nun die Schubspannungsmessungen übertragen, indem man sich die Beziehung (4) zunutze macht. Der Bodenabstand 3m kommt dem Abstand der Bezugsgeschwindigkeit $U_0(z=343\text{cm})$ am nächsten. In Abb. 21b ist ab $U_0 > 20\text{cm/s}$ der Mittelwert für $\sqrt{C_D} = 6.5 \cdot 10^{-2}$; die Skala A_1 in Abb. 34c resultiert auf der Übertragung $u_* = 6.5 \cdot 10^{-2} \cdot U(3\text{m})$. Dies liefert die Schubspannungsverteilung, die sich aus der Anwendung der Profilmethode bei Geschwindigkeitsmessungen bis zu einer Höhe von 343cm ergeben würde. Diese Verteilung würde bedeuten, daß in der Vejsnäsrinne Schubspannungsgeschwindigkeiten bis etwa $u_* = 2.6\text{cm/s}$ an der Tagesordnung wären und in Extremfällen u_* über 5cm/s erreicht.

Wenn man die Sedimentzusammensetzung des Bodens betrachtet (Abb. 16), sind diese Werte bei Berücksichtigung der Shieldskurve unverständlich hoch. Dies wird deutlich aus Abb. 35 (Unsöld, 1982), das die kritischen Schubspannungen für bindige und u.a. sehr feinkörnige nichtbindige Sedimente aus verschiedenen Strömungskanaluntersuchungen zeigt. Eine u_* -Verteilung nach Skala A_1 würde bedeuten, daß fast ständig Erosion stattfindet, und zwar

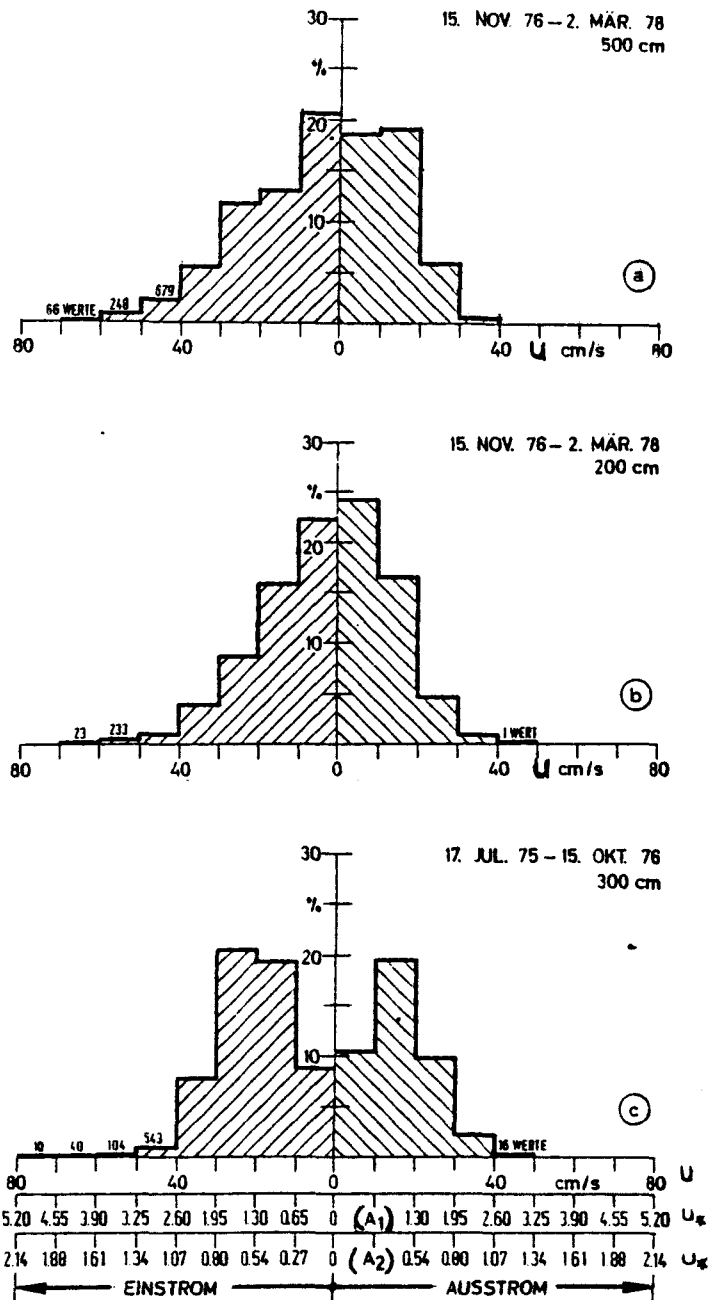


Abb. 34: Häufigkeitsverteilungen der Geschwindigkeit in der Vejsnäsrinne (aus Hatje, 1976, 1977; Wittstock et al., 1978)

- a) 5m Bodenabstand
- b) 2m Bodenabstand
- c) 3m Bodenabstand; der Achse A₁ liegen die u_{*}-Werte aus der Profilmethode mit 6 Niveaus zugrunde, der Achse A₂ die aus dem untersten Niveau (29cm) für den glatten Fall berechneten (vgl. Abb. 33)

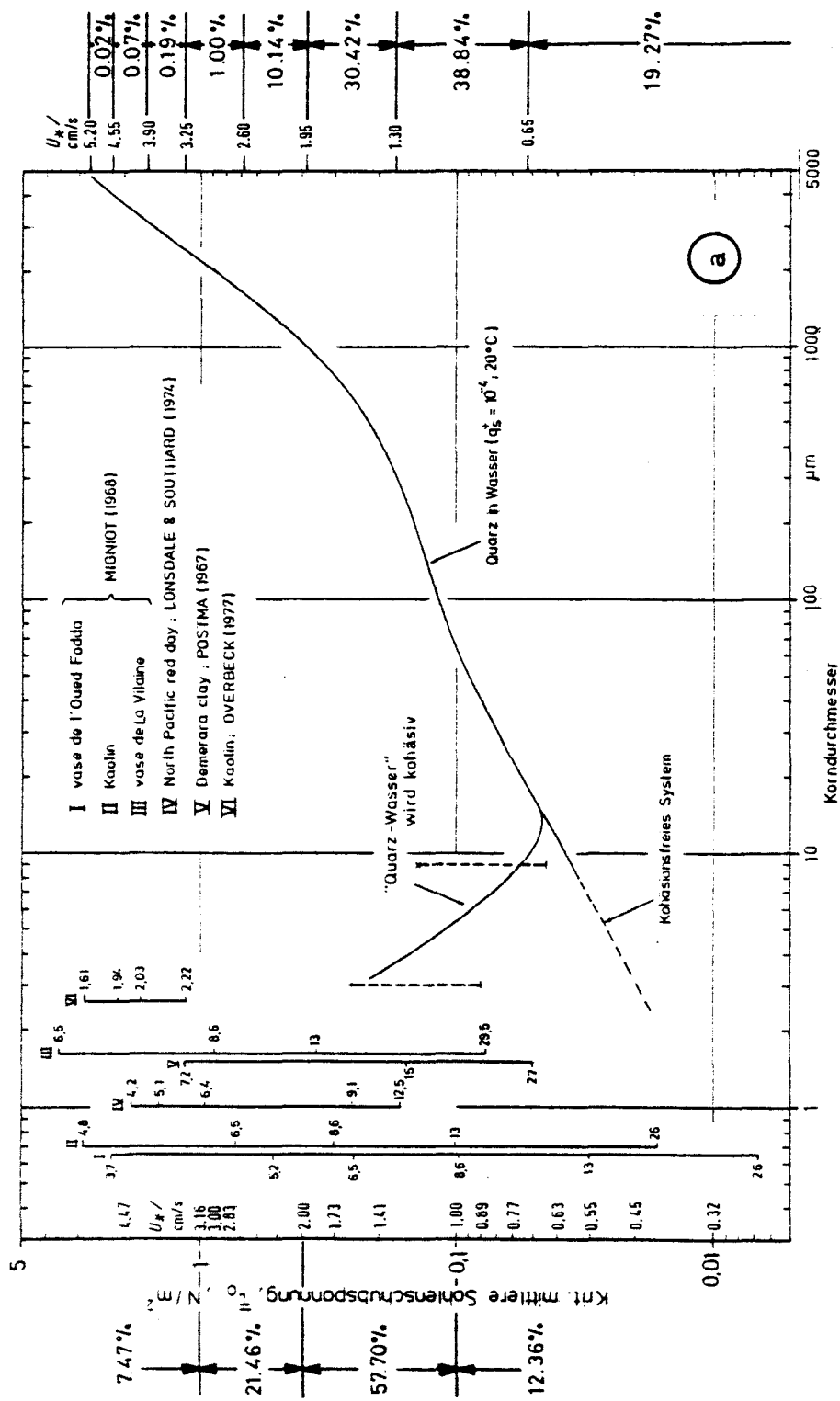
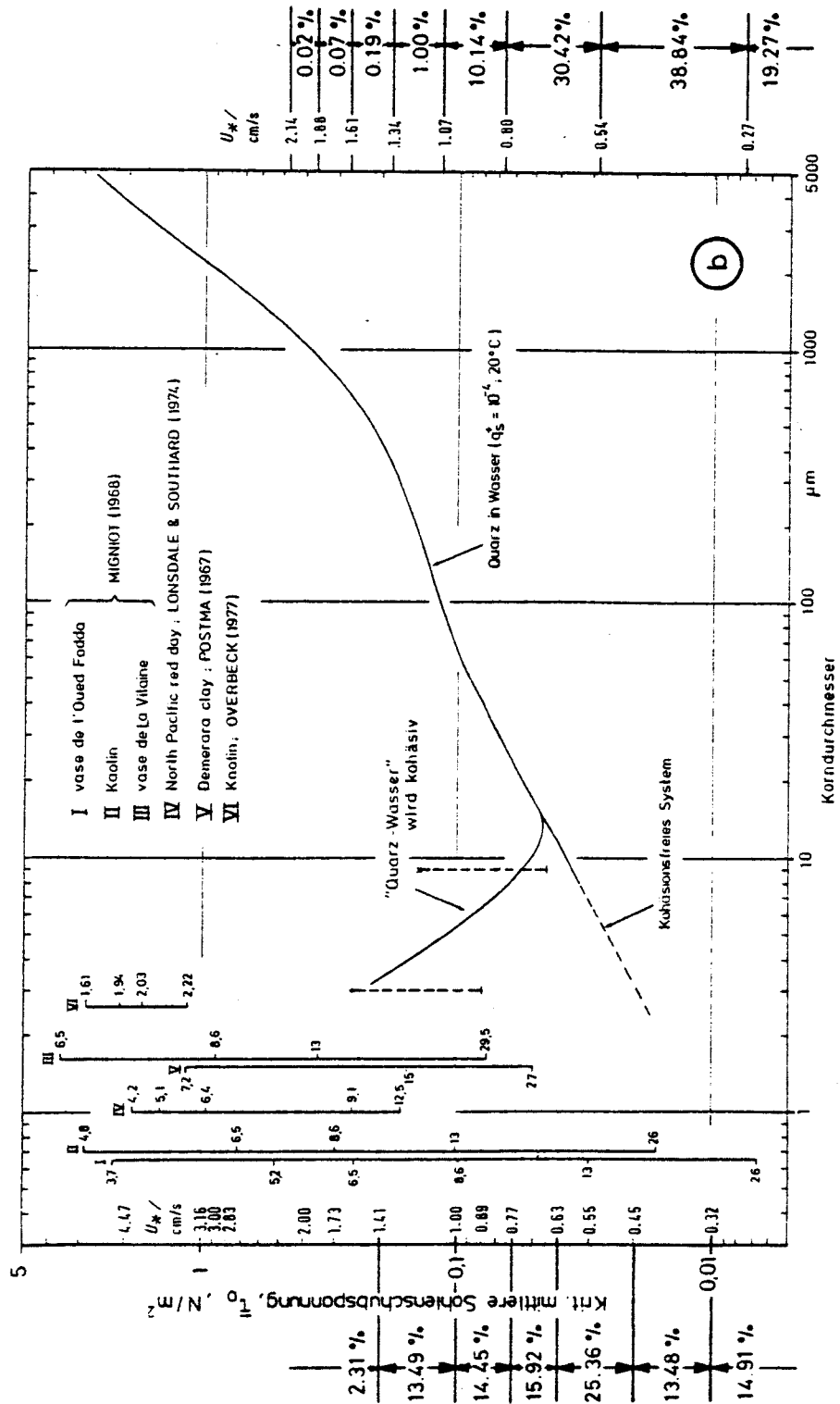


Abb. 35: Abhängigkeit kritischer Schubspannungen von der Korngröße (aus Unsöld, 1982)
 An der linken Ordinate sind jeweils die Verteilungen von u_* für BRINKIB II aufgetragen, an der rechten Ordinate die Verteilungen über den Zeitraum aus 34 c)
 a) u_* aus 6 Niveaus aus der Profilmethode berechnet



b) u^* für den glatten Fall aus dem untersten Niveau (29cm) berechnet

sowohl des nichtbindigen als auch des bindigen Materials, solange es noch nicht stark verfestigt ist, wofür die Porenziffer ein Maß ist. Da aber zu ca. 40% der Zeit Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_* > 1.3 \text{ cm/s}$ auftreten, die eine Sedimentation der feinen Bestandteile garnicht zulassen würden, kann das vorgefundene Sediment nicht mit solchen Schubspannungen in Einklang gebracht werden.

Auch die Struktur der Schluffdecke spricht gegen eine so häufige Erosion, wie sie nach Abb. 34 Skala A_1 auftreten müßte. Stechkastenproben im Bereich des PMA-Meßortes zeichneten sich durch einen fast völligen Mangel an horizontaler Schichtung aus; das Sediment ist vielmehr infolge von Bioturbation total durchwühlt (Unsöld, pers. Mittlg.). Da die Benthosfauna in der Sohle der Vejsnäsrinne nicht so zahlreich ist, daß sie eine durch häufige Erosion und Sedimentation erzeugte Schichtung so eingehend zerstören könnte (vgl. etwa die Verhältnisse im Wattenmeer), muß das Fehlen einer Schichtung eher auf die Seltenheit von Erosionsereignissen zurückgeführt werden.

Überträgt man dagegen die für den hydraulisch glatten Fall berechnete Schubspannung auf die Geschwindigkeit in Abb. 34c) (Skala A_2), so wird die Schubspannungsverteilung der Sedimentbeschaffenheit weit eher gerecht (Abb. 35 b). Nur in Ausnahmefällen treten solche Geschwindigkeiten auf, daß nicht nur die allerfeinste Trübe in Suspension gehen kann, sondern auch ein Teil der gröberen Fraktionen transportiert wird, die die Hauptmasse des Vejsnäsrippenssediments ausmachen (Abb. 16).

Das Abbild eines solchen Ereignisses wurde in Stechkastenproben im Frühjahr 1982 gefunden, wo auf dem zerwühlten Schlick eine bis zu 2cm dicke Schicht lag, die in sich deutlich in sandigen und schluffigen Lagen abgestuft war (Unsöld, pers. Mittlg.). Die gesamte Lage war scharf zum darunterliegenden Schlick abgesetzt, an der Grenze waren keinerlei Anzeichen von Erosion des Schlickes zu erkennen. Die scharfe Abgrenzung, sowie die Einmaligkeit dieses Fundes in einer Reihe von Proben über mehrere Jahre legt nahe, daß diese Schicht in einer besonderen hydrographischen Situation entstanden sein muß. Die Besonderheit der Situation liegt allerdings auch darin, daß nach einer Periode hoher Strö-

mungsenergie, die das Material herantransportieren konnte, eine Phase mit so geringer Strömung folgte, daß das Material sich in Ruhe absetzen konnte. Die Fragen, in welchem Zeitraum eine solche Schicht entsteht, wie lange sie in der vorgefundenen Form bestehen bleibt, ob sie eher durch Bioturbation oder Erosion aufgelöst wird, können nicht beantwortet werden. Womöglich gibt diese Schicht jedoch einen Hinweis auf die vertikalen Amplituden im Sediment, mit denen die in großen Intervallen auftretenden Strömungsereignisse verknüpft sind.

Die Struktur des Sediments und das innerhalb von mehreren Jahren nur vereinzelte Auftreten von erosionswirksamen Schubspannungen sprechen dafür, daß es sich bei der Erhaltung der Form der Rinne eher um verhinderte Sedimentation als um einen häufigen Wechsel von Sedimentation und Erosion handelt. Diese Aussage stützt sich jedoch auf die Schubspannungsberechnungen für den hydrodynamisch glatten Fall und nicht auf die Abschätzungen, der die Profilmethode zugrundeliegt.

11. Zusammenfassung

Um die Verteilung von langfristig und unregelmäßig veränderlichen Schubspannungen in der Bodengrenzschicht von Flachwasserrinnen der Beltsee zu erhalten und dabei auch die an besondere meteorologische Ereignisse gekoppelten Spitzenwerte zu erfassen, wurde ein verankerbares, selbstregistrierendes Meßsystem entwickelt, das neben anderen Größen die mittlere Geschwindigkeit in den untersten $3\frac{1}{2}$ m über dem Boden registriert.

Die Erfassung der bodennahen Geschwindigkeitsstruktur mit Messungen der mittleren Geschwindigkeit hat gegenüber Turbulenzmessungen den Vorteil, daß sie in der Regel mit geringerem apparativem Aufwand längere, von Schiffsbetreuung unabhängige Messungen erlaubt. So konnten mit der Profilmethode Meßreihen über mehrere Wochen gewonnen werden.

Die Ermittlung der Schubspannung über die Profilmethode setzt jedoch die Gültigkeit des Prandtlschen Wandgesetzes in der betrachteten Schicht voraus, bzw. die Kenntnis der Auswirkung verschiedener Faktoren, die diese Gültigkeit beeinträchtigen. Die vorliegenden Messungen

- 1) in einer Schlickrinne in der westlichen Ostsee mit atmosphärisch gesteuerten unregelmäßigen Strömungen und
- 2) in einem Gezeitengebiet mit Sandboden und strömungsbedingten Bodenformen in Form von Rippeln und Dünen

erlaubten es, die Einflüsse verschiedener Faktoren gegeneinander abzuwägen. Gleichzeitig konnte dabei überprüft werden, ob der Prandtlsche Ansatz auch im Falle, daß keine Störeinflüsse wirken, direkt auf ozeanische Grenzschichten anwendbar ist.

Üblicherweise wird eine hinreichend "gute" Korrelation der Geschwindigkeitsmessungen mit einem logarithmischen Profil als Kriterium für die Gültigkeit des Prandtlschen Wandgesetzes in ozeanischen Grenzschichten benutzt. Auf jedes einzelne Profil angewendet, erlaubt diese Prüfung hier die Anwendbarkeit der Profilmethode auf die Mehrzahl der Meßwerte. Wenn man jedoch die Grundgesamtheit von längeren Zeitreihen betrachtet - mit der daraus resultierenden größeren Anzahl von Freiheitsgraden -, so

halten die Meßwerte den Signifikanzkriterien nicht mehr stand. Ein Teil der Abweichungen muß wohl durch den Geräteeinfluß erklärt werden, ein Teil kann jedoch durch eine konkave Verformung des Profils interpretiert werden.

Zwei Abweichungen vom Prandtlschen Wandgesetz und von den Ergebnissen aus Labormessungen treten bei den hier untersuchten Messungen in beiden Meßgebieten auf:

- 1) Die Rauigkeitslänge z_0 ist um einige Zehnerpotenzen größer als die Werte, die man nach der Bodenbeschaffenheit erwarten würde und nimmt außerdem mit wachsender Geschwindigkeit um bis zu einer Größenordnung ab.
- 2) Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und Rauigkeitslänge z_0 nehmen ab mit der Höhe, aus der das Geschwindigkeitsprofil zur Ermittlung von u_* und z_0 benutzt wird; auch hier ist die Differenz meist größer bei hohen Geschwindigkeiten. Dieses Ergebnis bedeutet eine zunehmend konkave Abweichung vom logarithmischen Profil.

Konkave Abweichungen können nach experimentellen und theoretischen Untersuchungen verschiedener Autoren durch Instationarität (nur bei abnehmender Geschwindigkeit), großskalige Bodenformen und/oder Dichteschichtung durch Suspension auftreten. Bei der Untersuchung der Auswirkungen dieser Einflußfaktoren konnte zum einen der Vorteil genutzt werden, daß Messungen aus unterschiedlichen Gebieten vorlagen und dennoch gleichartige Abweichungen auftraten, die durch Einflüsse in beiden Gebieten zu erklären sein müssen. Dabei schied ein spürbarer Einfluß von Instationarität und von Bodenformen schon von daher aus, daß in der Vejsnäsrinne beide keine Rolle spielen. Zum zweiten müssen die Einflußfaktoren neben der konkaven Verformung des Profils auch die bei verschiedenen Geschwindigkeiten auftretenden Änderungen erklären können. Eine qualitative Simulierung der Auswirkungen von geschichtetem Suspensionsgehalt kann das zunehmende Auseinanderklaffen von u_* aus verschiedenen Profilhöhen beschreiben. Mit dem stabilisierenden Einfluß der Suspension ist die aus der Profilmethode ermittelte Schubspannung mit wachsender Geschwindigkeit und Profilhöhe zunehmend zu hoch. Die beobachtete

Abnahme von z_0 mit wachsender Geschwindigkeit kann aber durch den Suspensionseinfluß nicht erklärt werden.

Ergebnisse aus Untersuchungen in der atmosphärischen Grenzschicht besagen jedoch, daß auch im neutralen stationären Fall die Grenzschichtströmung schon in geringem Bodenabstand nicht mehr streng logarithmisch verläuft, weil die mittleren Turbulenzskalen nicht wie nach Prandtl linear mit dem Bodenabstand zunehmen, sondern bereits in Höhen, die üblicherweise der logarithmischen Schicht zugeordnet werden, einen Maximalwert erreichen. Wendet man eine entsprechende Modifizierung des Mischungswegansatzes an, so läßt sich damit auch der in beiden Meßgebieten gemessene Verlauf von z_0 bei wachsender Geschwindigkeit erklären.

Die oben angeführte Signifikanz der logarithmischen Anpassung (für ein einzelnes Profil) wird jedoch durch diese Verformungen kaum beeinträchtigt; bei den Simulationen der beiden hier relevanten Einflüsse (geschichteter Suspensionsgehalt und nichtlineares Anwachsen des Mischungsweges) sank der Korrelationskoeffizient nicht unter $r=0.99$.

Die konkave Verformung des Geschwindigkeitsprofils hat zur Folge, daß die mit der einfachen Anwendung der Profilmethode nach Gl. (2) bestimmte Schubspannung ganz entscheidend von der Höhe des betrachteten Profils abhängt. Vergleiche der Ergebnisse aus Profilanpassung und der Berechnung aus der Geschwindigkeit aus einem einzigen Niveau unter der Annahme von "glatter" Strömung zeigen Unterschiede um einen Faktor 2 für u_* , d.h. um einen Faktor 4 bei der Schubspannung τ . Beachtet man dazu die vorgefundene Sedimentstruktur in der Vejsnäsrinne und die Übertragung der Schubspannungen auf die langzeitige Verteilung der Strömung in der Vejsnäsrinne, so kommen offenbar die niedrigeren Schubspannungswerte der Wahrheit wesentlich näher.

Wenn somit bereits bei neutraler, stationärer Strömung das Profil konkav verformt ist, und dadurch bei Profilmessungen u_* und z_0 abhängig von der Höhe des Profils überschätzt werden, so kann damit möglicherweise ein Teil der in der Literatur auftretenden breiten Streuung von Schubspannungskoeffizienten erklärt werden.

Literaturverzeichnis

- Adams, C.E. & G.L. Weatherly (1981): Suspended-sediment transport and bottom boundary layer dynamics. Mar. Geol., 42, 1-18
- Agrawal, Y.C. & W.E. Terry (1981): Laser velocimetry in HEBBLE: Instrumentation. AGU Fall Meeting 1981
- Anwar, H.O. (1981): A study of the turbulent structure in a tidal flow. Est., Coastal & Shelf Sci., 13, 373-387
- Arya, S.P.S. (1975): A drag theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on arctic pack ice. J. Geophys. Res., 80, 24, 3447-3454
- Bendat, J.S. & A.G. Piersol (1971): Random data: Analysis and measurement procedures. Wiley Interscience, New York, 407 pp.
- Blackadar, A.K. (1962): The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. J. Geophys. Res., 67, 8, 3095-3102
- Bowden, K.F. & L.A. Fairbairn (1956): Measurements of turbulent fluctuations and Reynolds stresses in a tidal current. Proc. R. Soc. London A, 237, 422-438
- Bowden, K.F. & M.R. Howe (1963): Observations of turbulence in a tidal current. J. Fluid Mech., 17, 271-284
- Breitenbach, J. (1977): Der Einfluß der Wannendimension auf die Kalibrierung von induktiven Meßfühlern zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit des Meerwassers.
Diplomarbeit, Univ. Kiel
- Busch, N.E. (1973): On the mechanics of atmospheric turbulence.
In "Workshop of Micrometeorology", Ed. D.E. Haugen,
American Met. Soc., p. 1-65

- Businger, J.A. (1973): Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. In "Workshop on Micrometeorology", Ed. D.E. Haugen, American Met. Soc., 67-98
- Dietrich, G. (1951): Oberflächenströmungen im Kattegat, im Sund und der Beltsee. Dtsche. Hydrogr. Zeitschr., 4, 129-150
- Dyer, K.R. (1980): Velocity profiles over a rippled bed and the threshold of movement of sand. Est. & Coastal Mar. Sci., 10, 181-199
- Erlenkeuser, H. & F. Werner (1976): Morphologie und Sedimentationsablauf in den Schlickrinnen der Kieler Bucht. Tätigkeitsbericht des SFB 95, Univ. Kiel
- Gordon, C.M. & C.F. Dohne (1973): Some observations of turbulent flow in a tidal estuary. J. Geophys. Res., 78, 12, 1971-1978
- Gordon, C.M. & J. Witting (1977): Turbulent structure in a Benthic Boundary Layer. In "Bottom Turbulence", Ed. J.C.J. Nihoul, Elsevier, Amsterdam, p. 59-81
- Gust, G. (1975): Turbulente Reibungsverminderung bei Strömungen von Schlicksuspensionen geringer Konzentration in Seewasser. Dissertation, Univ. Kiel
- Gust, G. (1982): Tools for small-scale, high-frequency flows: Metal-clad hot wires. J. Geophys. Res., 87, C1, 447-455
- Harvey, J.G. & C.E. Vincent (1977): Observations of shear in near-bed currents in the southern North Sea. Est. & Coastal Mar. Sci., 5, 715-731
- Hatje, G. (1976): Strömungen in der Vejsnäsrinne 1975/76. Rep. SFB 95, Univ. Kiel, Nr. 24

- Hatje, G. (1977): Strömungen in der Vejsnäsrinne 1976/77.
Rep. SFB 95, Univ. Kiel, Nr. 31
- Heathershaw, A.D. (1974): Bursting Phenomena in the Sea. *Nature*,
248, 394-395
- Heathershaw, A.D. (1976): Measurements of turbulence in the Irish
Sea Benthic Boundary Layer. In "The Benthic Boundary
Layer", Ed. I.N. McCave, Plenum Publishing Corporation,
New York, p. 11-31
- Heathershaw, A.D. (1979): The turbulent structure of the bottom
boundary layer in a tidal current. *Geophys. J. R. Astr.
Soc.*, 58, 395-430
- Kändler, R. (1951): Der Einfluß der Wetterlage auf die Salzge-
haltsschichtung im Übergangsgebiet zwischen Nord- und
Ostsee. *Dtsche. Hydrogr. Zeitg.*, 4, 150-160
- Kroebe, W. (1977): The use of optical attenuation meters for
biological measurements. In "Oceans 77", MTS-IEEE,
Los Angeles, 39C/1 - 39C/6
- Lesht, B.M. (1979): Relationship between sediment resuspension and
the statistical frequency distribution of bottom shear
stress. *Mar. geol.*, 32, M19-M27
- Lesht, B.M. (1980): Benthic boundary-layer velocity profiles:
Depending on averaging period. *J. Phys. Oc.*, 10, 985-991
- Ludwick, (1975): Variations in the boundary drag coefficient in
the tidal entrance to Chesapeake Bay, Virginia.
Mar. Geol., 19, 19-28
- McLean, S.R. (1981): Turbulence measurements in a North Sea tidal
channel (the Jade) and their implications to sediment
dynamics. *Symposium on North Sea Dynamics*, Hamburg

- Mellor, G.L. & T. Yamada (1974): A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. J. Atm. Sci., 31, 1791-1806
- Monin, A.S. & A.M. Yaglom (1971): Statistical fluid dynamics: Mechanics of turbulence, Bb. 1. MIT Press, Cambridge, pp. 769
- Neumann, G. & W. J. Pierson (1966): Principles of physical oceanography, Prentice Hall, N. Y.
- Panofski, H.A. & E.L. Petersen (1972): Wind profiles and change of terrain roughness at Risö. Quart. J. R. Met. Soc., 98, 845-854
- Raudkivi, (1967): Loose Boundary Hydraulics, Pergamon Press, Oxford, pp. 331
- Pratje, O. (1948): Die Bodenbedeckung der südlichen und mittleren Ostsee und ihre Bedeutung für die Ausdeutung fossiler Sedimente. Dtsche. Hydrogr. Zeitg., 1, 45-61
- Schlichting, H. (1965): Grenzschichttheorie, G. Braun, Karlsruhe, 736 pp.
- Seibold, E., N. Exon, M. Hartmann, F.-C. Kögler, H. Krumm, G.F. Lutze, R.S. Newton & F. Werner (1971): Marine Geology of Kiel Bay. In "Sedimentology of parts of Central Europe", Guidebook, VIII. Int. Sed. Congress, p. 209-235
- Smith, J.D. (1977): Modeling of sediment transport on continental shelves. In "The Sea", Bd. 6, Ed. E.D. Goldberg, Wiley-Interscience, New York, 539-577
- Smith, J.D. & S.R. McLean (1977): Spatially averaged flow over a wavy surface. J. Geophys. Res., 82, 12, 1735-1746

- Soulsby, R.L. (1977): Sensors for the Measurements of Sand in Suspension. IOS-Report Nr. 27, IOS Taunton
- Soulsby, R.L. & K.R. Dyer (1981): The form of the near-bed velocity profile in a tidally accelerating flow. J. Geophys. Res., 86, C9, 8067-8074
- Steedman, R.K. (1975): Transport phenomena of the lower boundary layer of a shallow sea. Res. Rep. No. 19, Flinders Inst. for Atm. and mar. Sci., South Australia
- Sternberg, R.W. (1966): Boundary Layer Observations in a Tidal Current, J. Geophys. Res., 71, 8, 2175-2178
- Sternberg, R.W. (1968): Friction factors in tidal channels with differing bed roughness. Mar. Geol., 6, 243-260
- Sternberg, R.W. (1976): Measurements of boundary layer flow and boundary roughness over Campeche Bank, Yucatan. Mar. Geol., 20, M25-M31
- Taylor, P.A. & K.R. Dyer (1977): Theoretical models of flow near the bed and their implication for sediment transport. In "The Sea", Bd. 6, Ed. E.D. Goldberg, Wiley-Interscience, New York, 579-601
- Tennekes, H. & J.L. Lumley (1972): A first course in turbulence. MIT Press, Cambridge, 300 pp.
- Unsöld, G. (1982): Der Transportbeginn rolligen Sohlmaterials in gleichförmigen, turbulenten Strömungen: Eine kritische Überprüfung der Shields-Funktion und ihre experimentelle Erweiterung auf feinstkörnige nicht-bindige Sedimente. Dissertation, Univ. Kiel
- Vanoni, V.A. & G.N. Nomicos (1959): Resistance properties of sediment-laden streams. Proc. A.S.C.E., 85, HY5

- Vincent, C.E. & J.G. Harvey (1976): Roughness length in the turbulent Ekman layer above the sea bed. Mar. Geol., 22, M75-M81
- Wattenberg, H. (1949): Die Salzgehaltsverteilung in der Kieler Bucht und ihre Abhängigkeit von Strom- und Wetterlage. Kieler Meeresforschungen, 6, 17-30
- Weatherly, G.L. (1972): A study of the bottom boundary layer of the Florida Current. J. Phys. Oc., 2, 54-72
- Weatherly, G.L. & M. Wimbush (1980): Near-bottom speed and temperature observations on the Blake Bahama Outer Ridge. J. Geophys. Res., 85, C7, 3971-3981
- Werner, F., G. Unsöld, B. Koopmann & A. Stefanon (1980): Field observations and flume experiments on the nature of comet marks. Sediment. Geol., 26, 233-262
- Williams & Tochko (1977): An acoustic sensor of velocity for benthic boundary layer studies. In "Bottom Turbulence", Ed. J.C.J. Nihoul, Elsevier, Amsterdam, p. 83-97
- Wimbush, M. & B.M. Lesht (1979): Current-induced sediment movement in the deep Florida Straits: critical parameters. J. Geophys. Res., 84, C5, 2495-2502
- Wimbush, M. & W. Munk (1970): The Benthic Boundary Layer. In "The Sea", Bd. 4, Ed. A.E. Maxwell, Wiley-Interscience, New York, pp. 731-758
- Wittstock, R. (1982): Zu den Ursachen bodennaher Strömungsschwankungen in der nordöstlichen Kieler Bucht. Diss., Univ. Kiel
- Wittstock, R., U. Schauer & G. Schaller (1978): Strömungen in der Vejsnäsrinne 1977/78. Rep. SFB 95, Univ. Kiel, Nr. 45

- Wood, D.H. (1982): Internal boundary layer growth following a step change in surface roughness. Bound. Layer Met., 22, 241-244
- Wyngaard, J.C. (1973): On surface layer turbulence. In "Workshop of Micrometeorology", Ed. D.A. Haugen, American Met. Soc., pp. 101-149
- Yalin, M.S. (1972): Mechanics in sediment transport. Pergamon Press, Oxford, 290 pp.
- Zenk, W., U. Schauer, U. Petersohn & R.U. Mittelstaedt (1979): Bodenströmungen und Schichtungsverhältnisse in der nördlichen Kieler Bucht im März 1978. Ber. a. d. IfM, Univ. Kiel, Nr. 69